PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 9/10 | 10. Mai 1940 | 41. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1940

INHALT:

Abhandlungen:

E. F. Richter, Dielektrischer Verlustfaktor und Verlustziffer von keramischen Werkstoffen bei Wechselspannung von technischer Frequenz und Temperaturen zwischen 100 und 500. S. 250.

H. Weissenberg, Untersuchungen über die Lichtverteilung photometrischen Normallampen in der Nähe der Gebrauchsrichtung. S. 254.

F. Moglich und R. Rompe, Über die Energieumwandlung in Kristallphosphoren. S. 249.

E. Weber, Versuche zur Absolutbestimmung der Hochfrequenzstrahlenkonzidenzen mit einem Verstärker. Vorgeschlagen Auflösungsvermögen. S. 242.

W. Dittrich, Untersuchungen über Doppelkonzidenzanordnungen. S. 256.

J. Schmidmeister und W. Czulius, Neue Schaltung eines thyratronbetriebenen Zählwerkes. S.

Besprechungen:

R. Feldtkeller, Einführung in die Theorie der Rundfunkempfangsschaltungen. S. 271.

Vorlesungsverzeichnis für das 2. Trimester 1940. S. 271.

Nachrichten. S. 276.

ABHANDLUNGEN

Dielektrischer Verlustfaktor und Verlustziffer von keramischen Werkstoffen bei Wechselspannung von technischer Frequenz und Temperaturen zwischen 100 und 500

Von E. F. Richter

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Wie in einer früheren Arbeit[1]) mitgeteilt wurde, wird die mit Gleichspannung gemessene Größe des Isolationswiderstandes keramischer Werkstoffe bei Wechselspannung keine Gültigkeit haben. Als Grund hierfür wurde die durch die elektrolytische Stromleitung bedingte Polarisation und elektrolytische Reinigung der untersuchten Materialien gefunden. Bei der Untersuchung mit Wechselspannung[2]) kann unter Zugrundelegung der elektrischen Eigenschaften der Werkstoffe das Temperaturintervall von Zimmer- in drei Gebiete eingeteilt werden, in denen voneinander verschiedene Überlegungen Gültigkeit haben. Prüfkörper aus keramischen Massen sind bei Raumtemperatur im allgemeinen gute Isolierstoffe; bei Erhitzung verwandeln sie sich allmählich in Halbleiter. Die Grenzen der hier unterschiedenen Temperaturgebiete liegen für die einzelnen Werkstoffe je nach ihrer Zusammensetzung bei verschiedenen Temperaturen.

[1]) G. Pfestorf und E. F. Richter, Physik. Zeitschr. 39, 141, 1938, im folgenden mit (I) bezeichnet.

[2]) E. F. Richter, Physik. Zeitschr. 40, 597, 1939, im folgenden mit (II) bezeichnet.

Hochtemperaturgebiet ($\operatorname{tg}\delta \geq 1$)

Im Gebiet hoher Temperaturen überwiegt die rein Ohmsche Stromleitung. Der durch den Prüfkörper aufgenommene Kapazitätsstrom (Blindstrom) ist dagegen sehr klein, so daß die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung praktisch 0 ist. Die Messung kann in diesem Bereich mit Zeigerstrommessern erfolgen, der Scheinwiderstand ist dem Wirkwiderstand gleich, das Isolationsvermögen wird in Ωcm genau wie bei den Untersuchungen mit Gleichspannung angegeben. Die vom Werkstoff aufgenommene Energie beträgt $\frac{U^2}{R}$, wo U die Spannung und R der festgestellte Widerstand ist. Bei Erniedrigung der Temperatur nimmt der Wirkstrom schnell, der Blindstrom nur langsam ab, so daß die Ströme vergleichbar werden und schließlich der Blindstrom überwiegt. Die Temperatur, bei der das oben definierte Isolationsvermögen seine strenge Gültigkeit verliert, ist um so niedriger, je größer die Leitfähigkeit und je geringer die Dielektrizitätskonstante des untersuchten Werkstoffes ist.

Tieftemperaturgebiet ($\operatorname{tg}\delta \leq 0{,}1$)

Bei niedrigen Temperaturen ist eine Trennung des Wirkstromes von dem vorherrschenden Blindstrom durch Anwendung von Brückenmeßverfahren notwendig, wie bereits in (II) gezeigt wurde. Die Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung beträgt nahezu 90°, so daß der Isolationszustand durch den dielektrischen Verlustfaktor gekennzeichnet werden kann. Die

Berechnung der im Werkstoff umgesetzten Verlustleistung wird nach der Gleichung

$$N = U^2 \omega C \operatorname{tg}\delta \qquad (1)$$

vorgenommen, worin U die Höhe, ω die Kreisfrequenz der Prüfspannung, C die Kapazität des Prüfkondensators und $\operatorname{tg}\delta$ den Verlustfaktor des Werkstoffes bedeuten. Die Kapazität des Prüflings ist bei Temperaturänderungen nicht unveränderlich und — gleiche Abmessungen vorausgesetzt — bei den keramischen Werkstoffen je nach Zusammensetzung sehr verschieden. Führt man die Leerkapazität des Prüfkondensators (Kapazität mit Luft als Dielektrikum) C_0 und die Dielektrizitätskonstante ε in die Gleichung (1) ein, so ist die Verlustleistung:

$$N = U^2 \omega C_0 \varepsilon \operatorname{tg}\delta\,, \qquad (2)$$

woraus sich ergibt, daß die Angabe des Verlustfaktors allein zur Berechnung der Verlustleistung nicht ausreicht und durch die Messung der Dielektrizitätskonstante ergänzt werden muß. Bei den meisten Brückenverfahren wird die Kapazität des Prüflings bei der Verlustfaktorbestimmung gleichzeitig erhalten, die genaue Feststellung von ε und $\operatorname{tg}\delta$ bereitet also im erwähnten Temperaturgebiet keine Schwierigkeit.

Mitteltemperaturgebiet ($0{,}1 < \operatorname{tg}\delta < 1$)

Anders liegen die Verhältnisse im Übergangsgebiet zwischen den hohen und den niedrigen Temperaturen. Die Messung des Verlustfaktors ist auch in diesem Gebiet ohne weiteres möglich, die Dielektrizitätskonstante kann für Werte des Verlustfaktors oberhalb etwa 0,1 jedoch nicht ohne Voraussetzungen angegeben werden. Der Berechnung der Kapazität des Prüflings und damit der Dielektrizitätskonstanten muß vielmehr ein Ersatzschaltbild zugrunde gelegt werden, das nach (II) in erster Näherung durch einen verlustfreien Kondensator gegeben ist, dem ein Ohmscher Widerstand parallel liegt. Die Frage, ob es überhaupt noch sinnvoll ist, beim Übergang eines Werkstoffes von einem Dielektrikum in einen Halbleiter von einer Dielektrizitätskonstante zu sprechen, soll nicht erörtert werden. Die neue Rechengröße ε kann immerhin aus Gleichung (2) eindeutig ermittelt werden. Wenn also im Mitteltemperaturgebiet auch weiterhin von der „Dielektrizitätskonstante" die Rede ist, soll diese Rechengröße gemeint sein, die im Tieftemperaturgebiet in die eindeutig definierte Dielektrizitätskonstante übergeht.

Gültigkeitsbedingungen

Die in (II) geschilderte Prüfung des Ersatzschaltbildes bei Tonfrequenz ergab bei kleinen Verlustfaktoren (Tieftemperaturgebiet) eine nur bedingte Brauchbarkeit des Ersatzschemas. Die nach der Formel

$$R = \frac{1}{\omega C \operatorname{tg}\delta} \qquad (3)$$

unter Annahme der Parallelschaltung von verlustfreiem Kondensator und Widerstand berechneten Widerstandswerte bei technischer und bei Tonfrequenz nähern sich um so mehr, je höher die Temperatur steigt. Im mittleren Temperaturgebiet kann also die Kapazität des Prüflings und damit seine Dielektrizitätskonstante unter Zugrundelegung des angenommenen Ersatzschemas genügend genau berechnet werden. Die Berechnung der zu den Werten von ε und $\operatorname{tg}\delta$ in diesem Temperaturgebiet gehörigen Widerstandswerte liefert bequeme Rechengrößen, die in einer einheitlichen Darstellung mit den im Hochtemperaturgebiet direkt meßbaren Widerstandswerten aufgetragen und verglichen werden können. Es muß aber stets vermerkt werden, daß die Fortsetzung der Kurven in das Gebiet kleiner Verlustfaktoren nur unter Verzicht auf Genauigkeit möglich ist. Für technische Zwecke genügt zur Gewinnung eines Überblickes über das Verhalten eines keramischen Werkstoffes also die Angabe der Abhängigkeit des gemessenen bzw. berechneten spezifischen Widerstandes in Ω cm in den drei Temperaturgebieten, wobei bemerkt werden muß, daß die Kurve im Tieftemperaturgebiet den größten Fehler aufweist. Bei größeren Anforderungen an Genauigkeit sind im Tief- und Mitteltemperaturgebiet Verlustfaktoren und Dielektrizitätskonstanten anzugeben, wobei $\operatorname{tg}\delta$ bedingungslos richtig gemessen wird, während ε im Mitteltemperaturgebiet nur unter den genannten Annahmen definiert ist.

In (II) wurde festgestellt, daß bei Werkstoffen der Gruppen I_A und II_B[1]) die Kurve des im Hochtemperaturgebiet gemessenen Isolationswiderstandes sich kontinuierlich in das Mittel- und Tieftemperaturgebiet hinein fortsetzt, wenn aus $\operatorname{tg}\delta$- und C-Messungen mit Hilfe von Formel (3) der Wirkwiderstand berechnet wird. Dies wurde an sieben weiteren Werkstoffen, die den Gruppen I_A, III_A, III_B und IV_A angehörten, erneut bestätigt. Somit kann für das Mittel- und Tieftemperaturgebiet bei den zehn untersuchten Sorten außer dem Verlustfaktor auch in erster Näherung die Dielektrizitätskonstante und damit die Verlustleistung angegeben werden.

[1]) Über die Gruppeneinteilung keramischer Werkstoffe vgl. die Eigenschaftstafel keramischer Isolierstoffe für die Elektrotechnik, herausgegeben von der Wirtschaftsgruppe Keramische Industrie Berlin W 30, Viktoria-Luise-Platz 11, September 1939.

Meßanordnung

Die Messungen wurden mit der in (II) beschriebenen Anordnung ausgeführt und in gleicher Weise zur Darstellung gebracht. Die Meßspannung hatte eine Größe von 100 Volt und eine Frequenz von 50 Hz. Die untersuchten Werkstoffe waren zwei Sorten Hartporzellan verschiedenen Ursprungs der Gruppe I_A [Werkstoff II und V der Arbeiten (I) und (II)], aus Gruppe II_B: Calit (Werkstoff IV) und ein Steatit unbekannter Herkunft (Werkstoff VI), drei Werkstoffe der Gruppe III_A (Condensa N, F und C), ein Werkstoff der Gruppe III_B (Tempa S) und ein Vertreter der Gruppe IV_A (Ardostan).

Meßergebnisse

Die Ergebnisse der Untersuchungen im Tief- und Mitteltemperaturgebiet werden im folgenden zusammengestellt.

Dielektrischer Verlustfaktor. An den Werkstoffen wurde in Abhängigkeit von der Temperatur der dielektrische Verlustfaktor $\operatorname{tg}\delta$ gemessen und im logarithmischen Maß über dem Reziprokwert der absoluten Temperatur aufgetragen. In der Abszissenachse sind der besseren Übersichtlichkeit halber die Temperaturwerte in Zentigraden angegeben. Die Werte des Verlustfaktors liegen im Bereich zwischen $\operatorname{tg}\delta = 2 \cdot 10^{-3}$ und $\operatorname{tg}\delta = 1{,}1$. Für Werte unter- und oberhalb dieses Bereiches war die Meßanordnung nicht geeignet. Die in Abb. 1 dargestellten Kurven für die Werkstoffe der Gruppen I_A und IV_A (Hartporzellane und Ardostan) zeigen große Verlustfaktoren schon bei niedrigen Temperaturen (100°) und bereits zwischen 150° und 200° einen Verlustfaktor größer als 1. Im Gegensatz dazu haben die Massen der Gruppe II_B (Calit und Steatit) bei mittleren Temperaturen (200°) einen kleinen Verlustfaktor und einen hohen Verlustfaktor erst bei sehr hohen Temperaturen (450°). Zwischen den Kurven für die Gruppen I_A und IV_A einerseits und der Gruppe II_B andererseits liegen die der Gruppe III_A mit den Massen Condensa N, F und C. Der Werkstoff Tempa S der Gruppe III_B tritt besonders hervor. Er besitzt bei niedrigen Temperaturen einen mittleren, von der Temperatur jedoch nur wenig abhängigen Verlustfaktor (an einem besonders bemerkenswerten Versuchsstück [Tempa S*] fällt er sogar mit steigender Temperatur in einem Bereich zwischen 200° und 300° ab), um bei hohen Temperaturen (450°) die Größe der Verlustfaktoren der Gruppe II_B anzunehmen. Die Kurven zeigen den Verlauf des $\operatorname{tg}\delta$, des Verhältnisses des Wirkstromes zum Blindstrom oder der Wirkleistung

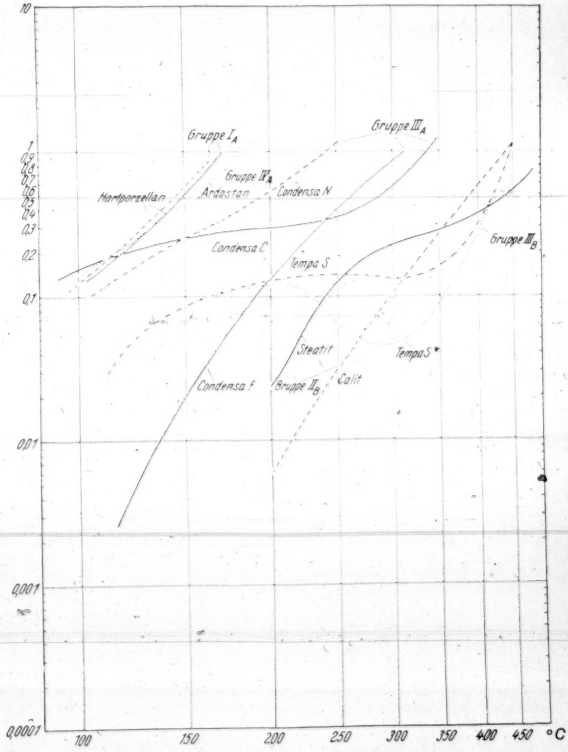


Abb. 1. Temperaturabhängigkeit des dielektrischen Verlustfaktors $\operatorname{tg}\delta$.

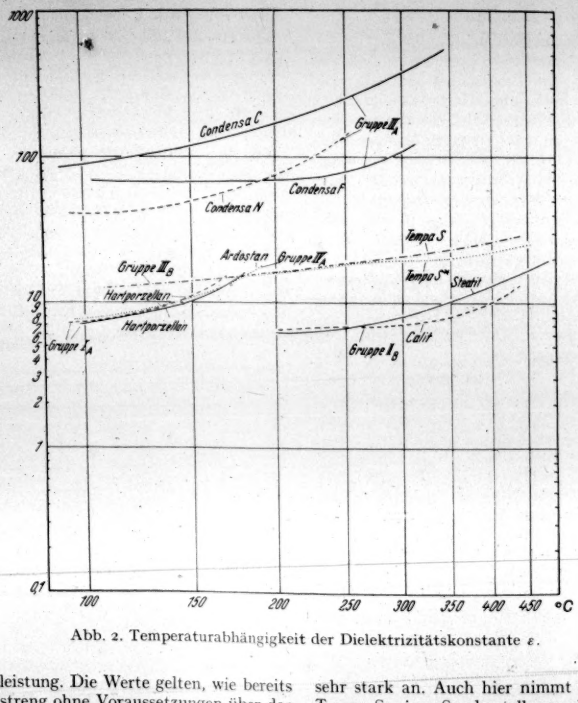


Abb. 2. Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε.

zur Blindleistung. Die Werte gelten, wie bereits erwähnt, streng ohne Voraussetzungen über das Zustandekommen der dielektrischen Verluste im gesamten dargestellten Temperaturgebiet. Sie ermöglichen den Vergleich der Verlustleistung verschiedener Werkstoffe bei Bezugnahme auf Prüflinge gleicher Kapazität.

Dielektrizitätskonstante. Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Temperatur. Die Massen der Gruppe III_A (Condensa N, F und C) liegen mit Dielektrizitätskonstanten bis zu 600 weit oberhalb der übrigen keramischen Werkstoffe, die bei 50 Hz beobachtete Zunahme von ε mit der Temperatur steht, wie an anderen Werkstoffen der Gruppe III_A bekannt, im Gegensatz zu dem Verhalten bei Hochfrequenz[1]). Gruppe II_B dagegen, Calit und Steatit, besitzt die niedrigsten ε-Werte bei den höchsten Temperaturen. Die Dielektrizitätskonstanten der Gruppen I_A und IV_A sind bei niedrigen Temperaturen (100°) zwar klein, ε etwa 7, wachsen aber bei Temperatursteigerung sehr stark an. Auch hier nimmt der Werkstoff Tempa S eine Sonderstellung ein. Seine Dielektrizitätskonstante wächst im Bereich von 100–450° nur um den Faktor 2–2,5. Die ε-Kurven geben die Änderung der auf die Volumeneinheit bezogenen Kapazität und damit des Blindstromes und der Blindleistung mit der Temperatur wieder. Sie gelten im Gebiet $\operatorname{tg}\delta > 0{,}1$ nur dann streng, wenn der Prüfkondensator sich wie ein verlustfreier Kondensator verhält, dem ein Widerstand parallel liegt.

Verlustziffer. Die Hartporzellane der Gruppe I_A und der tonhaltige Werkstoff der Gruppe IV_A haben annähernd gleiche Abhängigkeiten der Verlustziffer $\varepsilon \operatorname{tg}\delta$ von der Temperatur (Abb. 3), bei den Hartporzellanen laufen die Kurven in etwa gleichem Abstand. Die Werkstoffe der Gruppe III_A (Condensa N, F und C) besitzen durch ihre unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten sehr weit getrennte Verlustzifferkurven. Die Verlustziffer von Condensa F ist infolge der geringen Zunahme von ε mit der Temperatur im ganzen Bereich kleiner als die der beiden anderen Werkstoffe der gleichen

[1]) H. E. Albers-Schönberg, Hochfrequenz-Keramik, Dresden und Leipzig 1939, Tabelle 15.

Gruppe. Kleiner Verlustfaktor und niedrige Dielektrizitätskonstante zeichnen die Werkstoffe der Gruppe II_B aus. Infolgedessen liegen auch die Verlustzifferkurven von Calit und Steatit unterhalb der bisher betrachteten Kurven. Die Eigentümlichkeit des Werkstoffes Tempa S, die in den Abschnitten über Verlustfaktor und Dielektrizitätskonstanten hervorgehoben wurde, ergibt auch für die Verlustziffer bei Vergleich mit den übrigen keramischen Werkstoffen nur geringe Zunahme mit der Temperatur bis zu 350°. Die Probe Tempa S* zeigt auch in der vorliegenden Darstellung Fallen der Kurve zwischen 200° und 300°. Wie die Dielektrizitätskonstante ist auch die Verlustziffer im mittleren Temperaturgebiet von Voraussetzungen über das Ersatzschaltbild des verlustbehafteten Kondensators abhängig. Sie ermöglicht eine Übersicht über den Verlauf der Verlustleistung, so daß sie für die praktische Anwendung von Bedeutung ist. Sie gibt die Temperaturabhängigkeit der auf die Volumeneinheit bezogenen Verlustleistung an. $\varepsilon \operatorname{tg}\delta$ ist bei Annahme des oben erwähnten Ersatzschaltbildes dem Wirkstrom proportional, der spezifische Wirkwiderstand ergibt sich für kreisplattenförmige Prüflinge aus der Formel $\varrho = \frac{1{,}8}{f \varepsilon \operatorname{tg}\delta \cdot 10^{-12}}$, worin f die Frequenz in Hz bedeutet.

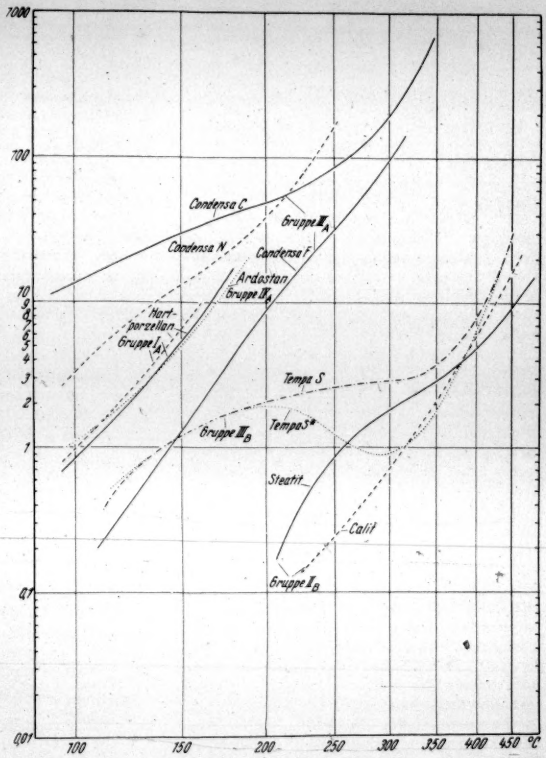


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit der Verlustziffer $\varepsilon \operatorname{tg}\delta$.

Zusammenfassung

Es werden Abhängigkeiten des dielektrischen Verlustfaktors, der Dielektrizitätskonstanten und der Verlustziffer von der Temperatur an zehn keramischen Werkstoffen verschiedener Gruppen gemessen und besprochen. Der Verlustfaktor ist ein genaues Maß für das Verhältnis von Wirkstrom zu Blindstrom. Die Dielektrizitätskonstante und die Verlustziffer (Produkt aus Verlustfaktor und Dielektrizitätskonstante) können für große Verlustfaktoren nur unter Voraussetzungen über das Ersatzschaltbild des Prüfkörpers angegeben werden, $\varepsilon \operatorname{tg}\delta$ gibt in erster Näherung den Verlauf der Verlustleistung im Werkstoff wieder.

Berlin-Charlottenburg, im März 1940.

(Eingegangen 20. März 1940)

Untersuchungen über die Lichtverteilung bei photometrischen Normallampen in der Nähe der Gebrauchsrichtung

Von H. Willenberg

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Einleitung

Für Lichtstärkemessungen auf der Photometerbank werden meist Glühlampen benutzt, deren Glühfäden in einer Ebene angeordnet sind. Die Mittelsenkrechte dieser Ebene gibt die Gebrauchsrichtung der Lampen an. In dieser Richtung muß also der Empfänger (Photometerauffangfläche, Photozelle) stehen, mit dem die Lichtstärke der Lampe gemessen wird. Da diese Richtung nur mit mäßiger Genauigkeit festgestellt werden kann, so muß als Ausgleich gefordert werden, daß die Lichtstärke einer guten Normallampe denselben Wert hat in allen Ausstrahlungsrichtungen, die mit der Mittelsenkrechten der Glühfadenebene einen Winkel von beispielsweise $\leqq 3°$ bilden. Diese Forderung wird von dem in einer Ebene angeordneten Leuchtsystem selbst vollauf erfüllt. Bei einigen Lampentypen stören jedoch die Reflexe vom Drahthalter und von der Kolbenwand die gleichmäßige Lichtverteilung, besonders in der Horizontalebene. Oft kann dies schon durch Prüfung mit dem Auge allein festgestellt werden, jedoch sind geringere Schwankungen der Lichtverteilung (unter $^1/_2$ Proz.) weder mit dem bloßen Auge noch mittels der normalen subjektiven Photometrie sicher festzustellen.

Es wurde daher zur Prüfung von Photometerlampen ein empfindliches photoelektrisches Kompensationsmeßverfahren ausgebildet, das die genaue Messung derartiger Schwankungen gestattet. Die Empfindlichkeit kann im Bedarfsfall noch erheblich gesteigert werden.

Meßanordnung

Die zu untersuchenden Lampen wurden in aufrechter Stellung (Sockel unten) bei konstanter Stromstärke gebrannt. In etwa 2 m Abstand befand sich eine Selen-Sperrschicht-Photozelle mit Dreslerschem Filtersatz zur Anpassung der spektralen Zellenempfindlichkeit an die Augenempfindlichkeitskurve. Bei schrittweiser Drehung des Lampenhalters um seine senkrechte Achse wurde die Lichtstärke der Lampen in der Horizontalebene gemessen, und zwar bis zu 5° beiderseits der Leuchtsystemnormalen in Schritten von $^1/_2°$ bzw. 1°. Die Zelle hatte eine kreisförmige Auffangfläche von 6 cm Durchmesser, so daß die „Auflösung" bei dem angegebenen Abstand etwa 0,9° bzw. 1,7° betrug. Die von der Zelle erzeugte EMK ($\sim$ 0,1 V) wurde kompensiert; nur die geringen Änderungen der EMK bei der Drehung der Lampen wurden mit Hilfe eines Spiegelgalvanometers gemessen (Empfindlichkeit $1\,\frac{\text{mm}}{10\,\mu\text{V}}$ bei 1 m Skalenabstand).

Auf diese Art ist es möglich, mit einfachen Mitteln die kleinen örtlichen Störungen der horizontalen Lichtverteilung mit einer Empfindlichkeit von etwa $^1/_2$ Promille wiederholbar zu messen. Eichausschläge wurden erzeugt durch geringe Änderungen des Abstandes zwischen Lampe und Zelle oder durch Vorhalten von Drähten bekannter Dicke vor die Lampen. Zahlentafel I gibt ein Beispiel für eine Messung. Die Eichung ergab einen Ausschlag von 1,50 cm bei Vorhalten eines Drahtes von 0,50 mm Durchmesser vor die Lampe. Das Leuchtsystem der Lampe *W* 1 ist 60 mm hoch, der quervorgehaltene Draht bewirkt demnach eine Lichtschwächung von $\frac{0{,}5}{60} = 8{,}3$ Promille, also 1 cm Ausschlag $= 5{,}5$ Promille Intensitätsänderung. Die meist geringe Nullpunktswanderung wurde laufend verfolgt und ist in Spalte 3 abgezogen.

Zahlentafel I

Horizontale Lichtverteilung der Lampe *W* 1. 1 cm Galvanometerausschlag = 5,5 Promille Intensitätsänderung.

Stellung der Lampe Grad	Galv. Skt. cm	Nullpunktswanderung abgerechnet	Intensitätsänderung Promille
0	24,3	24,3	0,0
+ 1	24,1	24,1	− 1,1
+ 2	23,8	23,9	− 2,2
0	24,2	24,3	0,0
+ 3	23,8	23,9	− 2,2
+ 4	23,9	24,0	− 1,7
+ 5	23,0	23,0	− 7,2
0	24,3	24,3	0,0
− 1	24,5	24,5	+ 1,1
− 2	24,5	24,5	+ 1,1
− 3	24,6	24,6	+ 1,7
− 4	24,6	24,7	+ 2,2
− 5	24,5	24,6	+ 1,7
0	24,2	24,3	0,0

Abb. 1 zeigt die so gemessene prozentuale Änderung der horizontalen Lichtstärke *I* einiger Photometerlampen verschiedener Bauart in Abhängigkeit von der Beobachtungsrichtung. α ist der Winkel zwischen der Mittelsenkrechten der Leuchtsystemebene und der Beobachtungsrichtung. Um die Kurven voneinander zu trennen, sind sie in der Höhe gegeneinander versetzt.

Man sieht, daß mehrere Lampen der Gruppe *L* für photometrische Zwecke nicht brauchbar sind. Die Änderung der Lichtstärke mit der Richtung ist bei dieser Gruppe zum Teil so stark, daß sie

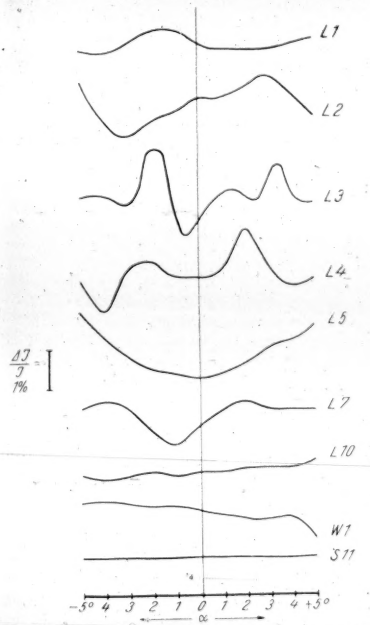


Abb. 1. Änderung der horizontalen Lichtstärke J von Photometerlampen verschiedener Bauart bei Änderung der Beobachtungsrichtung.
α = Winkel zwischen der Leuchtsystemnormalen und der Beobachtungsrichtung, *L* = Lampe mit zylindrischem Kolben, *W* = Lampe mit birnenförmigem Kolben, *S* = Lampe mit schrägem, kegelförmigem Kolben, teilweise geschwärzt.

auch mit dem Auge gut beobachtet werden kann. Dadurch ist der Ursprung dieser störenden Schwankungen leicht zu erkennen. Abb. 2 zeigt einen Horizontalschnitt der Lampentype *L*.

Die von den Glühdrähten *DD* auf den Glasstab *G* auftreffende Strahlung wird in drei Teile zerlegt: Teil 1 und Teil 2 werden an der Vorderwand bzw. Rückwand des Glasstabes reflektiert, in weitem Winkel gestreut und sind unschädlich. Der Hauptteil 3 tritt durch den Glasstab hindurch und wird dicht dahinter in Brennlinien *D'D'* vereinigt, die parallel zum Stab verlaufen. Etwa an demselben Ort liegt auch die Brennlinie der als Zylinderspiegel wirkenden Glaskolben-

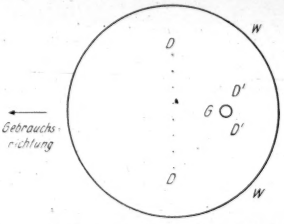


Abb. 2. Lampentype *L*, Schnitt.

hinterwand *WW*. Die von *D'D'* ausgehende Strahlung wird also von *WW* vorwiegend in die Gebrauchsrichtung zurückgeworfen und erzeugt dort die gemessenen groben Störungen.

Lampen mit nichtzylindrischem Kolben zeigen eine gleichmäßigere Lichtverteilung, z. B. *W* 1 (birnenförmiger Kolben). Besonders gilt dies für Lampen, bei denen durch Neigung und teilweise Schwärzung des Kolbens alle störenden Reflexe beseitigt sind. Lampe *S* 11 ist ein typisches Beispiel dieser Art mit äußerst glatter Lichtverteilung. Die größte Abweichung der Lichtstärke gegenüber der Normalrichtung beträgt hier — 0,6 Promille bei — 5°.

Zusammenfassung

Die häufig beanstandeten „Änderungen" der Lichtstärke von Photometerlampen haben verschiedenartige Ursachen, z. B. Änderungen an der Glaskolbenoberfläche, Änderung der Wärmeableitung durch die Drahthalterung, Änderung der Emission, örtliche Änderung des Drahtwiderstandes usw. Alle diese Umstände bewirken Änderungen der Lichtstärke bei konstanter Stromstärke. Es können aber auch Änderungen der Lichtstärke vorgetäuscht werden durch geringe Stellungsänderungen der Lampen bei der Messung, wenn die Lichtverteilung ungleichmäßig ist. Es wird ein Verfahren beschrieben, welches die genaue Messung dieser örtlichen Schwankungen der Lichtstärke von Photometerlampen ermöglicht.

Berlin-Charlottenburg, im März 1940.

(Eingegangen 27. März 1940)

Über die Energieumwandlung in Kristallphosphoren[1])

Von F. Möglich und R. Rompe

In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben Schön[2]) und Riehl[3]), auf quantentheoretischen Vorstellungen basierend, ein Modell für einen Kristallphosphor[4]) angegeben. Sie haben dabei eine sehr große Anzahl von experimentell ermittelten Lumineszenzeigenschaften berücksichtigt, die sie insoweit erklären konnten, als sie dieselben auf einige wenige elementare Vorgänge zurückgeführt haben. Diese erscheinen nunmehr in dem Modell von Riehl und Schön hinsichtlich ihres zeitlichen Ablaufes als Postulate. Wir wollen in dieser Arbeit versuchen, einige Ergänzungen zu den Fragen nach der Natur dieser Vorgänge zu liefern, wobei wir uns hauptsächlich auf die Ergebnisse einer eigenen Untersuchung über die Energieumwandlung in festen Körpern[5]) stützen.

Wie Schön und Riehl zeigen konnten, genügt zur Deutung einer großen Zahl der an Kristallphosphoren beobachteten Erscheinungen die Einführung folgender Annahmen: Die Kristallphosphore enthalten im energetischen Bereich zwischen dem tiefsten, vollständig besetzten Band und dem leeren nächsthöheren Band Energiezustände („Zwischenterme") mit bestimmten Eigenschaften. Und zwar sind es einfach diese: Es gibt Energiezustände, welche dicht über dem oberen Rand des unteren Bandes liegen und die mit Elektronen voll besetzt sind. Und ferner solche, die dicht unterhalb des unteren Randes des nächsthöheren Bandes liegen, welche leer sind. Es wird also die Existenz von Termen gefordert, die konträre Eigenschaften haben zu denen, die zur Deutung der Halbleiter von Wilson[6]) im Zwischengebiet der beiden Bänder angenommen wurden. Bei Halbleitern sind nämlich die tieferen Zwischenterme unbesetzt, welche bei Mangelleitern wirksam sind, und die höheren Zwischenterme besetzt, welche bei Überschußleitern in Aktion treten. Die tiefer gelegenen Zwischenterme bei Kristallphosphoren werden Aktivatorterme genannt, die höher gelegenen Zwischenterme Anlagerungsstellen[1]). In der Modellvorstellung von Schön und Riehl treten die Anlagerungsstellen und Aktivatorterme mit den durch Absorption aus dem unteren in das obere Band gebrachten Elektronen in Wechselwirkung. Und hieraus ergeben sich eine ganze Reihe von Möglichkeiten, die, wie die genannten Autoren zeigen konnten, größtenteils in der Natur realisiert und an gewissen Phosphoren, vornehmlich Zinksulfid, Zink-Kadmium-Sulfid u. ä., beobachtet werden konnten. Zum Teil sind diese Erscheinungen schon sehr lange bekannt, und es ist das Verdienst des Kristallphosphormodells, diese oft sehr verschiedenartigen und auf den ersten Blick miteinander nicht zusammenhängenden Erscheinungen als Vorgänge in einem einzigen gemeinsamen, relativ einfachen Modell zu deuten.

Auf Grund dieses Modells läßt sich ein Energieschema eines Kristallphosphors angeben, welches wir für einen *ZnS*-Phosphor mit und ohne Kupferaktivierung in der Figur gezeichnet haben. Die langwellige Grenze der Grundgitterabsorption läßt sich hier wegen des scharfen Einsatzes der Absorption bei 3350 Å genau angeben. Offenbar ist bei *ZnS* die Zuordnung Energie-Ausbreitungsvektor im unteren Band umgekehrt wie im oberen, so daß ein optischer Übergang vom unteren Rand des oberen Bandes zum oberen Rand des unteren Bandes erlaubt ist.

1) Erweiterte Fassung eines für die Physikertagung 1939 in Marienbad angemeldeten Vortrages. Vgl. auch Verh. der Dtsch. Phys. Ges. **20**, 151, 1939.

2) M. Schön, Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 361, 1938.

3) N. Riehl und M. Schön, Zeitschr. f. Phys. **114**, 682, 1939; siehe auch R. P. Johnson, J. O. S. A. **29**, 387, 1939.

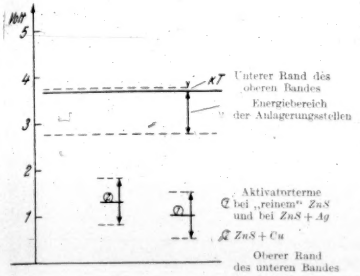
4) Diese Gruppe der lumineszierenden festen Körper umfaßt alle diejenigen, deren Abklingungsverlauf hyperbolisch ist und bei denen der Leuchtvorgang demnach auf einer bimolekularen Reaktion (Rekombination unter Ausstrahlung) beruht. Dazu gehören unter anderen die mit *Cu* oder *Ag* aktivierten *ZnS*-, *ZnS-CdS*-Phosphore.

5) F. Möglich und R. Rompe, Zeitschr. f. Phys., im Erscheinen.

6) A. H. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) **134**, 277, 1931.

1) Die Bezeichnung „Aktivatorterme" und „Anlagerungsstellen" sind im Rahmen des Schön-Riehlschen Modells nichts anderes als Namen, aus denen keinerlei Rückschlüsse etwa auf die Natur dieser Terme und die Art ihres Einbaues in das Gitter gezogen werden können. In der Tat ist gerade hierüber sehr wenig bekannt. Es existieren Hinweise, daß die Aktivatorterme in Zusammenhang mit dem beim Formierungsprozeß dem Kristallphosphor zugefügten „Aktivatormaterial" oder dem Flußmittel stehen und daß die Anlagerungsstellen zwar nicht vom Aktivatormaterial, wohl aber von der bei der Formierung vorgenommenen thermischen Behandlung beeinflußt werden (vgl. insbesondere A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **101**, 661, 1936 und Handbuch der Physik 24, 2, 2. Aufl., S. 861 ff.). Aus den Ergebnissen von H. Lenz (Ann. d. Phys. **77**, 449, 1925; **82**, 775, **83**, 941, 1927) über Halleffekt von *ZnS*-Phosphoren kann man den Schluß ziehen, daß die Anlagerungsstellen wahrscheinlich regelmäßig angeordnete, ausgezeichnete Stellen des Gitters sind, so daß es gelegentlich zweckmäßig sein kann, von einem Anlagerungsband zu sprechen. Wir gehen auf diese Weiterbildung der Modellvorstellung hier nicht näher ein, da wir diese in einer anderen Arbeit behandelt haben, welche allerdings aus technischen Gründen erst zu einem späteren Zeitpunkt wird erscheinen können.

Anderenfalls müßte, da das untere Band wahrscheinlich eine Breite von mehreren (8—10) Volt besitzt[1]), der Einsatz der Absorption, wie man sich leicht überzeugen kann, im kurzwelligen Ultraviolett liegen. Dieser Umstand ermöglicht



Energieschema eines $Zn-S$ Phosphors.

es uns, ohne genauere Kenntnis der Bandbreiten ein quantitatives Energieschema von ZnS-Phosphoren anzugeben. Die Lage der Anlagerungsstellen kann aus der Ausdehnung der Ausläuferabsorption erschlossen werden, die bis ins Sichtbare hineinreicht. Die Anlagerungsstellen liegen also in einem Bereich von mindestens 1—1,5 Volt verteilt! Bei sehr langwelliger Anregung müssen also die Elektronen (z. B. bei Thermolumineszenz), um eine Phosphoreszenz hervorrufen zu können, durch sukzessive Wechselwirkung mit dem Gitter derartige Energiebeträge dem Gitter entziehen, um ins obere Band gelangen zu können. Die Breite und Lage des Aktivatorterms ergibt sich schließlich aus der Breite der Emissionsbande, deren Maximum im betrachteten Falle der nichtaktivierten ZnS etwa bei 4500 Å und im Falle einer Cu-Aktivierung bei 5200 Å liegt.

Eines der wesentlichsten Kennzeichen der Lumineszenz der Kristallphosphore ist die weitgehende Unabhängigkeit des Emissionsspektrums von den Anregungsbedingungen, und zwar sowohl hinsichtlich der Intensität der Anregung wie auch der Dauer. Man kann sagen, daß bei den zinksulfidartigen Phosphoren die spektrale Verteilung der Emission dieselbe ist innerhalb des zeitlichen Bereiches von 10^{-6} Sekunden bis zur stationären Anregung und ähnlich für Anregungsintensitäten, deren Unterschied zwischen 10^{-6} und 1 W pro cm² Energie der auffallenden Strahlung beträgt. Dieses wird nun so gedeutet, daß die Emission durch Übergang der Elektronen aus dem Termbereich des oberen Bandes in unmittelbare Nähe des unteren Randes in den freien (leeren) Aktivatorterm erfolgt. Dieser Übergang ist auf Grund der hyperbolischen Zeitabhängigkeit[1]) naturgemäß als eine Rekombination eines Elektrons und eines Ions zu deuten. Wir gehen hierauf weiter unten nochmals ein. Die spektrale Emissionsverteilung wird hierbei lediglich bestimmt durch die Verteilung der Elektronen auf die Terme des oberen Bandes und die Verbreiterung des Aktivatorterms bzw. eventuell auch noch durch die energetische Streuung der einzelnen Aktivatorterme. Wie Birus und Schön[2]) gezeigt haben, ist die Verteilung der Elektronen im oberen Band, wie sie experimentell aus dem kurzwelligen Ausläufer der Emissionsbande erschlossen werden kann, eine Maxwellsche. Sie haben im Temperaturbereich zwischen Zimmertemperatur und der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs festgestellt, daß die Temperatur dieser Maxwellschen Verteilung angenähert die des Gitters ist, abgesehen höchstens von einer kleinen konstanten Temperaturdifferenz. Man muß also annehmen, daß die Elektronen im oberen Band eine Gleichgewichtsverteilung annehmen, und zwar in Zeiten, welche wahrscheinlich erheblich kürzer sind als etwa 10^{-6} Sekunden.

Es erwächst nun die Frage, welcher Art die Vorgänge sind, die das Gleichgewicht zwischen den Elektronen des oberen Bandes und mit dem Gitter bewirken. Die Energie, mit der die Elektronen aus dem unteren Band in das obere Band gelangen, hängt von der eingestrahlten Wellenlänge ab. Man kann wohl annehmen, daß diese im Durchschnitt $^1/_4$ bis $^1/_2$ Volt beträgt, z. B. wenn eine Strahlung absorbiert wird, welche um etwa 500 Å kurzwelliger ist als die langwellige Grenze der Grundgitterabsorption. Die Möglichkeiten der Einstellung des Gleichgewichtes der Elektronen des oberen Bandes haben wir kürzlich[3]) ausführlich untersucht. Es sind im wesentlichen folgende:

1) Die Breite des unteren Bandes bei Metalloxyden beträgt etwa 1 2 Volt (vgl. hierzu H. Fröhlich und N. F. Mott, Proc. Roy. Soc. **171**, 496, 1939; Skinner, Reports of progress in physics S. 257, 1939), so daß wir für die Sulfide etwa dieselbe Größenordnung für wahrscheinlich halten.

1) S. J. Wawilow und W. L. Lewschin, Zeitschrift f. Phys. **35**, 920, 1937; A. A. Schischlowski und S. J. Wawilow, Physik. Zeitschr. d. S. U. **5**, 379, 1934; W. L. Lewschin und W. W. Antonow-Romanowski, ebenda **5**, 769, 1934; W. W. Antonow-Romanowski, ebenda **7**, 366, 1935, C. R. Acad. Leningrad **2**, 97, 1936; W. de Groot, Physica **6**, 275, 1939.

2) M. Schön, l. c.; K. Birus und M. Schön, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. **19**, 83, 1938.

3) F. Möglich und R. Rompe, l. c.

1. Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter, und zwar
   a) vermittels von Einzelstößen,
   b) vermittels von Vielfachstößen, und
2. die Wechselwirkung der Elektronen untereinander.

Die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Gitter in Einzelstößen liefert als kürzeste Zeit ungefähr 10^{-7} Sekunden, und zwar wenn man ein klassisches Bild, nämlich die Stöße der Elektronen mit freien Ionen zugrunde legt. Existieren Bindungskräfte zwischen den Ionen, wie das in einem Gitter selbstverständlich ist, so verlangsamen sich die Zeiten um den ungefähren Faktor 1000—10000. Zu denselben Ergebnissen führt auch die quantentheoretische Behandlung des Einzelstoßprozesses[1]). Wir können wohl mit Sicherheit annehmen, daß die Einstellung des thermischen Gleichgewichtes in so kurzen Zeiten, wie man sie auf Grund des Modells von Schön und Riehl postulieren muß, jedenfalls nicht durch Einzelstöße mit dem Gitter geschehen kann. Was die Vielfachstöße der Elektronen mit dem Gitter anbelangt, so weiß man — hierauf werden wir weiter unten noch eingehen —, daß sie bei tieferen Temperaturen nicht in Erscheinung treten. Es bleibt also als einziger Vorgang, welcher imstande ist, die kurze Einstelldauer des Gleichgewichtes der Elektronen im oberen Band zu erklären, die Wechselwirkung der Elektronen untereinander. Die Wechselwirkung der Elektronen untereinander spielt bekanntlich im Gasplasma eine sehr wesentliche Rolle, hauptsächlich ebenfalls für die Frage der Einstelldauer der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Plasmaelektronen[2]). Man kann diese Überlegung ohne weiteres auf die als „frei" anzusehenden Elektronen des oberen Bandes von Kristallphosphoren übertragen. Die Einstellzeit τ eines Elektrons mit der Geschwindigkeit v ist gegeben durch:

$$\tau = \frac{S}{v}; \qquad S = \frac{1}{6\pi} \cdot \frac{m^2 v^4}{e^4 N}, \qquad (1)$$

wo S = Relaxationsstrecke, m die Elektronenmasse, v die lineare Geschwindigkeit des schnellen Elektrons, e die Ladung und N die Konzentration der langsamen, mit dem Gitter im Gleichgewicht stehenden Elektronen ist. Sie hängt also von der bereits vorhandenen Konzentration langsamer Elektronen ab.

Die Frage nach der sich im oberen Band einstellenden Elektronenkonzentration ist nicht ganz leicht zu beantworten. Eine Möglichkeit, Aufschlüsse über N zu bekommen, eröffnen die „Reaktionsgleichungen", die für die Energieumwandlungen in Phosphoren aufgestellt werden können. Derartige Gleichungssysteme sind von Schön[1]), Blochhinzeff[2]), de Groot[3]) u. a. aufgestellt worden. Wir wollen hier ein solches System angeben, welches im wesentlichen der Schön-Riehlschen Vorstellung Rechnung trägt, allerdings ohne Berücksichtigung der strahlungslosen Energieumwandlungen. Der Zuwachs der Elektronenkonzentration N im oberen Band ist gegeben durch:

$$\frac{dN}{dt} = Z - N n \alpha + (n_0 - n)\beta - N M \cdot \gamma, \qquad (2)$$

(bei Absorption im Grundgitter!),

wo Z die Zahl der im Grundgitter absorbierten Lichtquanten pro Sekunde ist, n die Zahl der unbesetzten Anlagerungsstellen, n_0 die Zahl aller Anlagerungsstellen, α die Anlagerungswahrscheinlichkeit, β die Ionisationswahrscheinlichkeit einer besetzten Anlagerungsstelle, M die Konzentration der freien Aktivatorterme, γ die Rekombinationswahrscheinlichkeit ist. Ferner gilt noch:

$$\frac{dn}{dt} = N n \alpha - (n_0 - n)\beta, \qquad (3)$$

$$\frac{dM}{dt} = (M_0 - M) \cdot L \cdot \delta - N M \gamma, \qquad (4)$$

wo M_0 die Zahl aller Aktivatorterme, L die Konzentration der Löcher im unteren Band, δ die Übergangswahrscheinlichkeit für ein Elektron aus dem Aktivatorterm in das untere Band bedeutet. Schließlich:

$$\frac{dL}{dt} = Z - (M_0 - M) \cdot L \cdot \delta. \qquad (5)$$

Im stationären Falle sind die linken Seiten = 0, und man erhält 4 Gleichungen für die 4 Variabeln N, n, M, L, wobei die 6 Konstanten n_0, M_0, α, β, γ, δ eingehen. n_0 und M_0 sollen nach Angaben von verschiedenen Autoren von gleicher Größenordnung und etwa 10^{16}—10^{20} sein. Über die Konstanten α, β, γ, δ ist experimentell sehr wenig bekannt. Aus den Gleichungen (2—5) ersieht man, daß man näherungsweise $N = M$ setzen kann, nämlich immer dann, wenn die Übergangswahrscheinlichkeit δ des Elektrons aus dem

1) F. Möglich, R. Rompe, l. c.
2) Siehe R. Rompe und M. Steenbeck, Erg. d. exakt. Naturwiss. **18**, 257, 1939.

1) M. Schön, Verh. d. Dtsch. phys. Ges. (3) **18**, 70, 1937.
2) D. Blochhinzeff, Physik. Zeitschr. d. Sowj. **12**, 586, 1937.
3) W. de Groot, Physica **6**, 275, 1939.

Aktivatorterm in das untere Band sehr hoch ist und gleichzeitig sich wenige Elektronen in den Anlagerungsstellen befinden. Wir erhalten dann die Beziehung:

$$Z = N^2\gamma\,, \tag{6}$$

wobei γ die Rekombinationswahrscheinlichkeit ist. Die Gleichung (5) bzw. (6) kann man dazu benutzen, um aus der Zahl der pro Sekunde absorbierten Quanten die Konzentration der Elektronen im oberen Band zu berechnen. Eine Abschätzung für γ ist von Blochhinzeff[1]) gegeben worden. Analog zur von Peierls und Bethe[2]) untersuchten Rekombination Proton + Neutron unter Ausstrahlung eines γ-Quantes findet Blochhinzeff:

$$\gamma = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc}\,|P_{0\tilde{z}}|^2\,d^3\,. \tag{7}$$

(hier ist d die Gitterkonstante und $|P_{0\tilde{z}}|$ etwa gleich $|P_{0n}|$, wobei $\frac{64\pi^4\nu^3}{3hc}\,|P_{0n}|^2 \approx$ die reziproke Lebensdauer des angeregten Atoms ist).

Nehmen wir an, daß die f-Summe des Ions ungefähr $= 1$ ist, so erhalten wir folgende Konzentration der Elektronen:

Absorbierte Energie (Watt cm^{-2})	$\sim 10^{-1}$	10^{-3}	10^{-5}
Elektronenkonzentration N ...	$\sim 10^{17}$	10^{16}	10^{15}

Die Einstellzeiten τ sind dann:

N (cm^3)	10^{17}	10^{16}	10^{15}
τ (sec)	10^{-12}	10^{-11}	10^{-10}

Experimentelle Werte über γ liegen nicht vor. Man kann auch aus dem nichtstationären Verhalten eines Kristallphosphors auf die Elektronenkonzentration des oberen Bandes schließen, indem man den zeitlichen Verlauf des Anklingens und Abklingens des Leuchtens untersucht. Dieses ist von de Groot durchgeführt worden, welcher eine Elektronenkonzentration bei etwa 0,5—1 Watt pro cm^2 auffallender Strahlung von 10^{20} angibt. Diese Zahl erscheint uns als etwas hoch. Die gesamte Zahl der Terme im oberen Band ist etwa 10^{23} und die Zahl der Aktivatorterme wahrscheinlich um 10^{16}, so daß also gemäß den Gleichungen (2—5) im von de Groot untersuchten Falle bereits eine sehr große Zahl von nicht ausgefüllten Lücken im unteren Band vorhanden sein müßten, so daß der auch von de Groot benutzte Ansatz Gleichung (6) dann nicht mehr zutreffend ist[1]). Die in der Tabelle angegebenen Einstellzeiten liegen zwischen 10^{-10} bis 10^{-12} Sekunden. Der letztere Wert ergibt sich für die von de Groot ermittelten Elektronenkonzentrationen.

Es ist also wahrscheinlich, daß dieser Vorgang es ist, der die Gleichgewichtseinstellung der Elektronen im oberen Band bewirkt. Damit ist allerdings noch nicht gezeigt, daß dieses Gleichgewicht der Elektronen untereinander dieselbe Temperatur besitzt, wie das Gitter. Es ist vielmehr die energetische Kopplung zwischen den Elektronen und dem Gitter nur über die Einzelstöße möglich, wobei, wie wir oben gezeigt haben, Einstellzeiten von etwa 10^{-5} Sekunden herauskommen. Eine Temperatur des Elektronengases, welche die des Gitters etwas übertrifft, ist also durchaus möglich und steht an sich auch nicht im Widerspruch mit den Ergebnissen von Birus und Schön.

Der Energieumsatz der Elektronen im oberen Band, die ja durch die Absorption einen gewissen Energieüberschuß erhalten, geschieht wahrscheinlich im allgemeinen durch Einzelstöße der langsamen Elektronen an das Gitter. Es gibt aber auch Fälle, wo die Vielfachstöße merklich in Erscheinung treten können. Diese haben wesentlich die Eigenschaften, daß sie sehr stark von der Temperatur und der gesamten umgesetzten Energie abhängen können, und zwar ergibt sich für die Wahrscheinlichkeit von Vielfachstößen[1]):

$$W = F\left(n, K, n', K', \frac{\Delta E}{h\bar{\nu}}\right) \cdot \left(\frac{kT}{h}\right)^{\frac{\Delta E}{h\bar{\nu}}}, \tag{8}$$

wo F eine nicht näher bestimmte Größe ist, die vom Anfangs- und Endzustand n, n'; k, k' des Elektrons und der Zahl $\frac{\Delta E}{h\bar{\nu}}$ der an dem Prozeß simultan teilnehmenden Schallquanten abhängt. Untersucht man die Abhängigkeit der Quantenausbeute von der Frequenz, so findet man, daß diese, wenn man von der langwelligen Grenze der Grundgitterabsorption nach kurzen Wellenlängen fortschreitet, zuerst einigermaßen konstant ist und dann ziemlich schnell abnimmt. Es gibt ferner einen Vorgang, der eine Absorption von den in den Anlagerungsstellen gebundenen Elektronen darstellt, nämlich die Ultrarotausleuchtung und -tilgung der Phosphoreszenz. Unter Phosphoreszenz versteht man bekanntlich das nach Abschaltung der Erregung einsetzende,

1) D. Blochhinzeff, l. c.
2) H. Bethe und R. Peierls, Proc. Roy. Soc. (A) **134**, 257, 1935.

1) Man muß vielmehr dann die Beziehung $Z = N \cdot M_0 \cdot \gamma$ verwenden, wobei $M_0 \geqq 10^{16}$, $\gamma = 10^{-16}$ ist, so daß also für die von de Groot verwendete Strahlungsintensität $N \leqq 10^{19}$ herauskommt.
2) F. Möglich, R. Rompe, l. c.

lang nachdauernde Leuchten. Es kommt dadurch zustande, daß die in den Anlagerungsstellen gebundenen Elektronen durch Einzelstöße mit dem Gitter in das obere Band zurückbefördert werden, von wo sie aus mit den Aktivatortermen rekombinieren können. Die Phosphoreszenz ist deshalb stark temperaturabhängig, und man kann sie durch intensive Kühlung ganz unterbinden (einfrieren). Mit wachsender Temperatur nimmt die Nachleuchtdauer ab, die Helligkeit des Leuchtens zu, wobei die „Lichtsumme" (das zeitliche Integral der Intensität) konstant bleibt bis zu Temperaturen von etwa 200° C. Denselben Effekt wie durch Temperaturerhöhung kann man durch Einstrahlung von Ultrarotstrahlung bewirken, welche offensichtlich von den Anlagerungsstellen absorbiert wird, wobei das gebundene Elektron wiederum ins obere Band zurückkehrt. Dieser Vorgang hat nun eine ähnlich verlaufende Frequenzabhängigkeit wie die Quantenausbeute, wenn man die Energiedifferenz zwischen den Anlagerungsstellen und dem unteren Band abzieht. Es ist also offensichtlich, daß der Verlauf der Quantenausbeute und der Ausbeute des Ausleuchtens durch eine Eigenschaft des oberen Bandes bestimmt wird. Und zwar ist diese von der Art, daß Elektronen, die eine gewisse Energie im oberen Band besitzen, etwa 1 bis 1,5 Volt, eine erhebliche Wahrscheinlichkeit haben, strahlungslos in das untere Band zurückzukommen. Dieser Vorgang wird durch die Abhängigkeit der Vielfachstöße von der Energie gemäß der Gleichung (7) erklärt. Es tritt eine Konkurrenz auf zwischen der Plasmawechselwirkung der Elektronen, welche das Elektron an den unteren Rand des oberen Bandes befördert, und den Vielfachstößen, die es strahlungslos ins untere Band bringen.

Bei welchen Temperaturen die Vielfachstöße überwiegen, läßt sich nicht genau angeben, weil die Größe $F\left(n, k, n', k', \frac{\Delta E}{h\nu}\right)$ bei unseren derzeitigen Kenntnissen nicht berechnet werden kann. Jedoch läßt die Formel (7) ohne weiteres den Schluß zu, daß das Überwiegen der Vielfachprozesse auch sehr stark von der Größe ΔE abhängt, und zwar so, daß bei hinreichend hoher Temperatur der Übergang mit großem ΔE den mit kleinerem ΔE unbedingt überwiegen muß. Es kann daher bei einem Phosphorkristall folgender Fall eintreten: Bei einer bestimmten Temperatur T ist die Wahrscheinlichkeit der Vielfachstöße, um ein Elektron vom unteren Rand des oberen Bandes in einen Aktivatorterm zu befördern, noch zu klein, um der Ausstrahlung durch Übergang in den Aktivatorterm Konkurrenz zu machen, jedoch ist die entsprechende Wahrscheinlichkeit für ein Elektron, das um etwa 1 Volt oberhalb des unteren Bandes liegt, bereits groß genug, um in Konkurrenz mit der Plasmawechselwirkung zu treten. Man würde unter diesen Umständen beobachten, daß ein Elektron, durch kurzwelliges Ultrarot aus den Anlagerungsstellen hoch in das obere Band gebracht, strahlungslos ins untere Band übergeht, während der gleiche Prozeß, mit sehr langwelligem Ultrarot durchgeführt, noch zu einer deutlich wahrnehmbaren Phosphoreszenz führt. Das aber ist gerade die in Rede stehende Ultrarotausleuchtung und -tilgung, die sich auf diese Weise zwanglos erklären läßt. Gleichzeitig wird hierdurch die Abnahme der Quantenausbeute mit der Frequenz, d. h., wie wir eben gezeigt haben, mit dem Energieüberschuß des Elektrons im oberen Band in Zusammenhang gebracht mit der Verschlechterung der Quantenausbeute mit der Temperatur. Denn auch diese ist nur durch einen Vorgang zu erklären, welcher eine strahlungslose Rückkehr des Elektrons aus dem oberen in das untere Band über den verbotenen Zwischenraum hinweg möglich macht. Solche Vorgänge sind unbedingt anzunehmen, da die Quantenausbeute von Kristallphosphoren niemals = 1, sondern immer kleiner ist. Sie beträgt in der Praxis etwa 0,1—0,8. Zudem verschlechtert sich die Quantenausbeute bei Temperaturerhöhung, wobei dieser Vorgang z. B. bei ZnS etwa bei 450° K ziemlich plötzlich einsetzt, so daß schon bei etwa 500° K praktisch keine Lumineszenzfähigkeit vorhanden ist. Auch diese Erscheinung läßt sich dem Auftreten von Vielfachstößen zuschreiben, welche, wie Gleichung (7) zeigt, eine sehr steile Temperaturabhängigkeit besitzen.

Unter den hypothetischen Eigenschaften der für das Funktionieren des Riehl-Schönschen Modells benötigten Wechselwirkungsvorgänge war erstens die Annahme, daß es irgendeinen Prozeß gibt, der die in das obere Band gebrachten Elektronen in sehr kurzer Zeit (10^{-10} bis 10^{-12} Sekunden) einem thermischen Gleichgewichtszustand zuführt — eine Annahme, die wir in dieser Arbeit quantitativ begründet haben —, sowie ferner die Annahme über die Aktivatorterme, daß nämlich diese ein Elektron in extrem kurzer Zeit (mindestens 10^{-8} Sekunden) an das untere Band abgeben, um ihrerseits zur Aufnahme eines Elektrons aus dem oberen Band gerüstet zu sein. Wäre die Zeit bis zur Freimachung eines solchen Aktivatorplatzes nicht so klein, wie angenommen, so würde man zu erwarten haben, daß zu Beginn des Fluoreszenzleuchtens eine Art Stauung einsetzen würde, die sich in einer Verzögerung des Einsatzes des Leuchtens bemerkbar machen müßte oder in

einem Übergang des Elektrons in das untere Band, wobei ein neues Emissionsspektrum zu erwarten wäre. Dieses ist jedoch niemals beobachtet worden[1]).

Wenn man versuchen will, sich über den Charakter dieses wichtigen Vorganges Klarheit zu verschaffen, so wird man an mehrere Möglichkeiten denken müssen. Am nächsten liegend ist die Annahme, daß der Übergang des Elektrons aus dem Aktivator in das untere Band unter Ausstrahlung eines Ultrarotquantes erfolgt. Bei näherer Betrachtung, z. B. unter Berücksichtigung der quantitativen Verhältnisse beim Zinksulfid, zeigt sich aber eine Reihe von Schwierigkeiten.

Die Größe des Energiequantes, die bei diesem Prozeß als elektromagnetische Strahlung frei werden müßte, der unmittelbar nach dem Absorptionsakt einsetzen muß und nicht früher geschehen kann, da im unteren Band alle Plätze besetzt sind, läßt sich unschwer abschätzen. Denn die Breite der verbotenen Zone zwischen dem unteren und dem oberen Energieband ist in den meisten Fällen bekannt, da sie mit dem Energiewert der langwelligen Grenze der Grundgitterabsorption übereinstimmt. Diese liegt für ein Zinksulfid bei 3350 Å. Die erhebliche Differenz zwischen dem unteren Rand des oberen Bandes und dem Aktivatorterm wird bis auf ungefähr $^1/_{10}$ eV genau durch die mittlere Energie eines Fluoreszenzquantes gegeben sein (4500 Å = 2,7 eV bzw. 5200 Å = 2,4 eV). Daher bleibt für die Differenz zwischen dem Schwerpunkt des Aktivatortermes und dem oberen Rand des unteren Bandes ungefähr 0,95 bzw. 1,3 eV übrig, also ungefähr das 16—20fache eines Gitterschallquantes.

Der ins Auge gefaßte Prozeß ist für die spektroskopische Erfahrung ein Novum. Denn es handelt sich hier um einen Übergang aus einem Term, der dem diskontinuierlichen Atomtermgebiet entsprechen dürfte, in ein Band, d. h. in einen Zustand eines Kontinuums, wobei der Term des Kontinuums energetisch tiefer liegt als der der Atomgebundenheit. Der Unterschied zur Photoionisierung besteht hierbei darin, daß spontane „Autoionisierungen" mit dem diskreten Term als Ausgangsterm der Emission möglich sind, ferner, daß wegen der Fermistatistik das Kontinuum einen energetisch beschränkten Bereich besitzt, im Gegensatz zum kontinuierlichen Spektrum des Atomelektrons. Wollen wir, ohne Rücksicht auf diesen Fall, die spektroskopischen Erkenntnisse für einen Übergang Atom—Kontinuum anwenden, so werden wir wohl annehmen müssen, daß für einen solchen Übergang die Zahl der Dispersionselektronen etwa ebenso groß ist, wie diejenigen für die Photoionisierung eines Atoms sind, d. h. $\approx 0{,}1$ (der f-Wert ist gleich $^1/_{10}$). Ferner wissen wir, daß eine Proportionalität der Übergangswahrscheinlichkeit zu ν^3 besteht. Hieraus ergibt sich eine Lebensdauer des Zustandes von etwa 10^{-5} Sekunden. Nimmt man aber an, daß auch der Aktivatorterm als Term eines Kontinuums zu betrachten ist, so wird der f-Wert noch kleiner zu wählen sein und die Verweilzeit mindestens den Betrag 10^{-3} erreichen. In beiden Fällen sind aber die Verweilzeiten viel zu lang, als daß die Fluoreszenz ohne erheblichen Anklingeffekt ablaufen könnte. Solche aber sind, wie gesagt, nicht beobachtet worden.

Schon aus diesem Grunde scheint es uns aussichtslos, den Übergang als einen mit Ausstrahlung verbundenen Prozeß anzusehen. Hinzu kommt, daß die Frequenz der zu erwartenden Strahlung im kurzwelligen Ultrarot liegt (etwa bei 13000 Å), ein Gebiet, in dem die Beobachtung der Strahlung verhältnismäßig leicht durchgeführt werden kann, zumal der Kristall in diesem Gebiet praktisch durchsichtig sein sollte. Gerade eine solche Strahlung hat Riehl[1]) schon vor geraumer Zeit gesucht, ohne sie jedoch finden zu können.

Unmittelbare Wechselwirkungen mit dem Elektronengas können, soweit wir das übersehen, nicht zur Erklärung des Vorganges herangezogen werden. Eine Abänderung des Modelles, etwa durch Annahme teils freier, teils besetzter Aktivatorterme erscheint uns äußerst künstlich und würde nicht nur die Einfachheit des Modelles zerstören, sondern auch nicht mehr zu erklären gestatten, warum der Reaktionsmechanismus bimolekular abläuft, eine Tatsache, über die wohl keine Zweifel bestehen. Aus Gründen der Raumladungsfreiheit müßte man außerdem noch annehmen, daß außer den unbesetzten Aktivatorstellen auch noch besetzte Anlagerungsstellen in gleicher Zahl vorhanden sind, so daß also eine Koexistenz der Kristallphosphorzwischenterme mit den Halbleiterzwischentermen vorhanden sein müßte. Hieraus erkennt man die geringe Wahrscheinlichkeit einer solchen Annahme. Denn

[1]) Anmerkung bei der Korrektur: Neue Untersuchungen von Kröger (Physica 7, 1, 1940) zeigen, daß bei tiefer Temperatur ein neues, kurzwelliges Emissionsspektrum auftritt. Wir möchten dieses als Übergang aus den Anlagerungsstellen in das untere Band deuten, welcher dann beobachtet werden kann, wenn der Übergang der Elektronen aus dem Aktivator in das untere Band genügend verlangsamt wird.

[1]) Nach einer freundlichen persönlichen Mitteilung von Herrn Riehl. Es besteht allerdings noch die Möglichkeit, daß die entstehende Strahlung von den Anlagerungsstellen absorbiert wird und damit zu einer Selbstausleuchtung besonders der tiefer gelegenen Anlagerungsstellen führt.

ein so gearteter Festkörper müßte außer den Lumineszenzeigenschaften auch noch die von Halbleitern besitzen, wahrscheinlich die eines Überschußleiters. Das aber ist nie beobachtet worden. Die Dunkelwiderstände von Kristallphosphoren sind immer bemerkenswert hoch.

Der einzige Ausweg, der, wie wir heute übersehen können, noch übrigbleibt, sind die Vielfachstöße. Eine Stütze für diese Annahme kann man in der von Riehl und Schön (l. c.) gegebenen Deutung der Temperaturabhängigkeit der verschiedenen Emissionsbanden beim ZnS mit schwacher Kupferaktivierung erblicken, wonach bereits bei Temperaturen der flüssigen Luft ein merklicher Untersehied in der Geschwindigkeit des Überganges des Elektrons aus energetisch verschieden hohen Lagen des Aktivatorterms sich bemerkbar macht.

Dann müßte noch erklärt werden, warum bei diesem Prozeß die Vielfachstöße bei tiefen Temperaturen einsetzen, während bei den größeren Energiedifferenzen zwischen oberem Band und Aktivatorterm die Vielfachstöße erst bei etwa 500 ° K anfangen, sich bemerkbar zu machen. Für eine solche Annahme könnte natürlich sprechen, daß der Ausgangsterm bei dem fraglichen Prozeß ein diskontinuierlicher Term ist, so daß die vor dem Faktor $\left(\frac{k}{h}T\right)^{\frac{\Delta E}{kT}}$ stehende Konstante besonders groß ausfällt.

Das aber sind alles vage Hypothesen, die in keiner Weise gut begründet werden können, so daß wir geneigt sind, den letztbetrachteten Prozeß des Riehl-Schönschen Modelles weiterhin als durchaus hypothetisch anzusehen.

Wir gedenken gern vieler anregender Diskussionen mit den Herren Dr. N. Riehl und Dr. M. Schön und danken dafür verbindlich.

Berlin, 1. Institut für theoretische Physik an der Universität; Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung.

(Eingegangen 1. April 1940)

Versuche zur Absolutbestimmung der Höhenstrahlenkoinzidenzen mit einem Verstärker vorgebbaren Auflösungsvermögens

Von Erich Weber[1])

Eine Messung der Höhenstrahlung nach der Koinzidenzmethode mit dem Ziele der Absolutbestimmung erfordert in erster Linie Zählrohre mit hoher Ansprechwahrscheinlichkeit und einen Koinzidenzverstärker mit hohem, exakt definiertem Auflösungsvermögen. Dieses Auflösungsvermögen muß weiterhin unbeeinflußt sein vom eigentlichen Zählvorgange, nur dann kann der Verstärker die Grundlage bilden für vergleichende Aussagen über das Verhalten der Zählrohre. Das Ziel wäre ein Verstärker, der, angeregt durch Zählstöße in den Zählrohren, die Koinzidenz mit vorgebbarem Auflösungsvermögen liefert, indem er etwa alle Zählstöße in eine Art Normalstoß wandelt und diesen zur Koinzidenzmischung benutzt.

1. Der Verstärker

Ein Koinzidenzverstärker nach Rossi[1]), der für die folgenden Messungen benutzt wurde, erfordert z. B. gleichmäßige Steueramplituden an den Gittern der beiden Rohre, welche die Mischstufe bilden. Nur dann wird diese Mischungsmethode der Koinzidenzen ein definiertes und vor allem konstantes Auflösungsvermögen besitzen. Rossi wählt deshalb den Arbeitspunkt der Eingangsrohre seines Verstärkers so, daß an den Anoden dieser Rohre gleich große Amplituden U auftreten. Es läßt sich erreichen, daß bei jedem Zählstoß eine Sperrung des Eingangsrohres eintritt und die obenerwähnte Forderung im allgemeinen erfüllt wird.

Die exakte Durchführung dieser Methode stößt jedoch auf Schwierigkeiten. Erstens ist der so gewählte Arbeitspunkt und damit die Amplitude U abhängig vom benutzten Zählrohr. Denn da die Amplituden der vom Zählrohr gelieferten Impulse von den Zählrohrdimensionen abhängen, müßte, um U in jedem Falle konstant zu halten, der Arbeitspunkt des Verstärkerrohres je nach dem benutzten Zählrohr gewählt werden. Da weiterhin die Größe der Zählrohrimpulse von Zählrohrspannung, Zählrohrableitwiderstand usw. beeinflußt wird, ist U in mehrfacher Hinsicht abhängig vom Zählrohr und dessen Betriebsbedingungen.

Zweitens zeigt sich, daß bei modernen Zählrohren mit kurzen Entladungszeiten und Verstärkern, deren Eingangskreise eine kleine Zeitkonstante besitzen, eine Sperrung dieser Eingangskreise nicht mehr erreicht wird. Neben der Amplitude der Zählrohrimpulse hat hier wesentliche Bedeutung die Zeit, in welcher diese Amplitude am Gitter des Eingangsrohres wirksam ist. Eine Folge davon ist endlich, daß der zeitliche Ablauf der am Gitter der Mischrohre auftretenden Amplituden abhängig ist vom eigentlichen Zählstoß. Deshalb ist die Koinzidenzmischung nach Rossi einwandfrei nur durchzuführen, wenn Zählrohre und Verstärker aufeinander

1) D 11.

1) B. Rossi, Rend. Lincei. **11**, 478, 1930; W. Kolhörster, Naturwiss. **18**, 567, 1930.

abgestimmt sind. Nicht ohne weiteres geeignet ist sie jedoch für eine vergleichende Untersuchung verschiedener Zählrohre. Um diese Forderung der völligen Unabhängigkeit des Auflösungsvermögens des Verstärkers vom Zählvorgang durchzuführen, wurde im vorliegenden Falle der Umweg über ein Thyratron (Stromtor) benutzt. Dieses arbeitet in der bekannten Kippschaltung, wie sie z. B. von Jaeger und Kluge[1]) zur Zählung von Zählrohrimpulsen beschrieben wird. Damit kann man die Amplituden der Zählrohrstöße vollkommen gleichmäßig machen, jedoch erwies sich ein solches Vorgehen nur bei luftgefüllten Zählrohren als notwendig, während bei Zählrohren mit Dampfzusatz nach Trost[2]) die Impulse genügend gleichmäßig ausgebildet sind.

Weit wesentlicher ist die Tatsache, daß es mit Hilfe des Thyratrons gelingt, einen Koinzidenzverstärker aufzubauen, dessen Auflösungsvermögen

1. unabhängig ist von dem benutzten Zählrohr, seinen Betriebsbedingungen, sowie der Art der Ankoppelung des Zählrohrs an den Verstärker,
2. beliebig und kontinuierlich veränderlich ist.

Den Aufbau des Verstärkers zeigt Fig. 2. Die Zählrohrimpulse steuern nach einstufiger Verstärkung (4 *H* 1 Loewe) das Thyratron (Siemens-Stromtor 350/03/02). Infolge der Eigenart der Charakteristik eines Ionenrohres gibt es nun an dessen Anode nur zwei Betriebszustände:

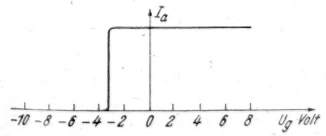


Fig. 1. Charakteristik eines Ionenrohres.

1. Das Thyratron ist gesperrt. Dann herrscht an seiner Anode das Potential der angelegten Anodenspannung, z. B. $U_A = 165$ Volt.
2. Das Thyratron ist gezündet und es fließt ein Anodenstrom, dessen Wert nur durch die Anodenspannung und den Anodenwiderstand bestimmt wird. Das jetzt an der Anode des Rohres herrschende Potential ist gegeben durch den Spannungsabfall im Rohr, der bei der benutzten Type 20 Volt beträgt.

Bei einer Zündung des Thyratrons tritt also an seiner Anode immer ein Spannungsstoß U von $(U_A - 20)$ Volt, also von 145 Volt auf, unabhängig von Größe und Zeitdauer des zur Zündung führenden Zählrohrimpulses. Diese konstante und in ihrem zeitlichen Verlaufe vom Zählstoß unabhängige Steueramplitude U war die Voraussetzung für die Durchführung der später beschriebenen Untersuchungen an Zählrohren. Mit U wird jetzt die Mischstufe des Koinzidenzverstärkers angesteuert, die nach Rossi arbeitet. An den Gittern dieser Mischrohre ist der zeitliche Ablauf der konstanten Amplitude U ausschließlich abhängig von dem hier vorhandenen Gitterableitewiderstande R_3, durch dessen Variation das Auflösungsvermögen τ der Anordnung in einfachster Weise geändert werden kann. Je kleiner R_3 wird, um so kleiner und kurzzeitiger wird auch die Wirkung von U an den Gittern der Mischrohre, was eine Steigerung von τ bedeutet. Ein derartig arbeitender Koinzidenzverstärker entspricht also im wesentlichen den Forderungen, die eingangs an einen Verstärker gestellt wurden. Der Zählkreis des Verstärkers besteht wiederum aus einem Thyratron in Kippschaltung, dessen Anodenwiderstand R und Kippkapazität C so bemessen sind, daß die ihnen entsprechende Kippfrequenz

$$\nu = \frac{1}{R \cdot C \cdot \ln \dfrac{U_A}{U_A - U_Z}}$$

(U_A bzw. U_Z die Anodenspannung bzw. Zündspannung des Thyratrons) genügt, um ein mechanisches Zählwerk einwandfrei zum Ansprechen zu bringen.

Bei steigendem Auflösungsvermögen, d. h. kleiner werdendem R_3, werden auch die Amplituden an der Anode der Mischstufe immer kleiner. Unterschreitet ihr Wert 80 Volt, die Sperrspannung des Zählthyratrons, so wird die Endstufe des Verstärkers nicht mehr angesteuert. Die Eigenart der durchzuführenden Versuche erforderte eine genaue Kenntnis gerade dieser Ansteuerungsgrenze.

Um festzustellen, wieweit eine Verkleinerung von R_3 ohne Einfluß auf die Durchsteuerung des Verstärkers blieb, wurden beide Eingangsrohre des Verstärkers mit demselben Impulse gleichzeitig angesteuert. In einem Bereiche von $0{,}1\,M\Omega > R_3 > 2000\,\Omega$ wurde diese „Koinzidenz" vom Verstärker gezählt, d. h. in diesem Bereich erfolgt eine einwandfreie Durchsteuerung des Verstärkers.

Wie aus Fig. 2 zu ersehen, ist der Endkreis (Zählkreis) des Verstärkers in Gleichstromankopplung an die Mischstufe gelegt. Hierdurch

1) K. Jaeger und J. Kluge, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **52**, 229, 1932.

2) Trost, Über Zählrohre mit Dampfzusatz. Zeitschr. f. Phys. **105**, 399, 1937.

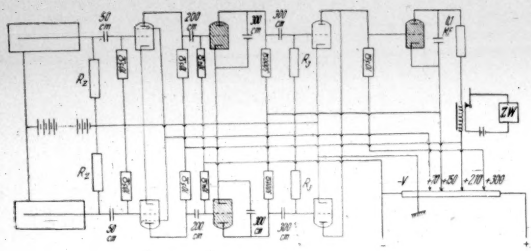


Fig. 2.

wird für die Endstufe eine besondere Gittervorspannung erspart, da diese durch den Spannungsabfall im Anodenwiderstand der Mischstufe erzeugt wird. Benutzt man an dieser Stelle eine kapazitive Ankopplung, so kann man das Auflösungsvermögen der Koinzidenzanordnung noch auf eine andere, bequemere Weise als die oben beschriebene verändern. Man wählt dazu R_3 fest und ändert die Sperrspannung des Endthyratrons.

An den Gittern der Mischstufe wirken immer die gleichen Amplituden, an der gemeinsamen Anode aber schwankt der bei einer Koinzidenz hier auftretende Spannungsstoß in gewissen Grenzen. Haben die beiden die Koinzidenz erzeugenden Einzelstöße eine Zeitdifferenz von z. B. 10^{-6} sec gegeneinander, so ist dieser Spannungsstoß größer als wenn jene Zeitdifferenz etwa 10^{-5} sec beträgt. Dadurch kann man mit Veränderung der Sperrspannung des Zählthyratrons die Koinzidenzen gewissermaßen aussieben bzw. das Auflösungsvermögen der Anordnung verändern. Ein Beispiel hierfür wird später gegeben werden.

2. Koinzidenzmessungen mit Luftzählrohren

Bei Koinzidenzmessungen mit den Zählrohren 21 und 27 ((45; 5); $R_Z = 4 \cdot 10^{10}\,\Omega$) im G-Abstande[1]) wurden 86 Koi min^{-1} erhalten, eine Zahl, die den Rohrabmessungen und der Zählrohranordnung entspricht. Hierbei war $R_3 = 15\,k\Omega$. Bei Verkleinerung von R_3 zeigte sich aber, daß die Koinzidenzzahl von 86 Koi min^{-1} nicht konstant blieb, sondern abnahm.

1) Die in der Arbeit geschilderten Koinzidenzmessungen wurden ganz allgemein im G-Abstand ausgeführt. Sämtliche Zählrohre sind Stahlrohre, die Zähldrähte Tantaldrähte von 0,2 mm Dicke. Die Zählrohrbezeichnung (90; 5) bedeutet z. B. ein Zählrohr von 90 cm wirksamer Drahtlänge und von 5 cm Durchmesser. Die Füllung besteht bei Luftzählrohren aus 60 mm Ar + 2 mm Luft, bei Alkoholzählrohren aus 50 mm Ar + 10 mm C_2H_5OH.

Als daraufhin das Auflösungsvermögen systematisch geändert wurde, ergab sich folgender Zusammenhang zwischen R_3 und Koinzidenzzahl (s. Tabelle I).

Fig. 3 zeigt den Abfall der Koinzidenzzahl bei Unterschreitung eines bestimmten Wertes von R_3, d. h. nach Erreichung eines durch R_3 festgelegten Auflösungsvermögens der Koinzidenzmischung. Keinesfalls ist diese Abnahme zu erklären durch die bei höherer Auflösung τ kleiner werdende Anzahl der Zufallskoinzidenzen. Nach oszillographischer Beobachtung ändert sich zwischen $R_3 = 50000\,\Omega$ und $R_3 = 2000\,\Omega$ der Wert von τ etwa von 10^{-4} sec auf 10^{-5} sec. Bei einer Einzelstoßzahl von 300 St min^{-1} je Zählrohr wären also nach der für statistisch verteilte Vorgänge gültigen Formel an Zufallskoinzidenzen K_Z zu erwarten

$$K_Z = \frac{300 \cdot 300 \cdot \tau}{30}\ \mathrm{min}^{-1},$$

das heißt: 1. bei $\tau = 10^{-4}$ sec

$$K_Z = \frac{300 \cdot 300 \cdot 10^{-4}}{30} = 0{,}3\ \mathrm{min}^{-1},$$

2. bei $\tau = 10^{-5}$ sec

$$K_Z = \frac{300 \cdot 300 \cdot 10^{-5}}{30} = 0{,}03\ \mathrm{min}^{-1}.$$

Tabelle I

Koinzidenzzahl in Abhängigkeit von R_3

$R_3\,\Omega$	Koi min^{-1}
100000	86 ± 3,0
50000	86 ± 2,9
20000	86 ± 2,9
15000	87 ± 2,9
13000	84 ± 2,8
10000	86 ± 2,8
8000	78 ± 2,7
5000	72 ± 2,7
3000	57 ± 2,4
2000	39 ± 2,0

Fig. 3.

In dem obengenannten Bereich könnte so durch Steigerung von τ die Koinzidenzzahl nur um $(0{,}3 - 0{,}03)\,\mathrm{min}^{-1} = 0{,}27\,\mathrm{min}^{-1}$ abnehmen; diese Zahl steht in keinem Verhältnis zu der beobachteten Abnahme von (86 — 57) Koi $\mathrm{min}^{-1} = 29$ Koi min^{-1}.

An dieser Stelle sei ein Beispiel für die zweite angegebene Methode der Veränderung des Auflösungsvermögens angeführt. Für 3 verschiedene Gitterableitwiderstände R_3 der Mischstufe des Verstärkers wurde die Koinzidenzzahl des Rohrpaares 21/27 in Abhängigkeit von der Gittervorspannung V_4 der Endstufe gemessen.

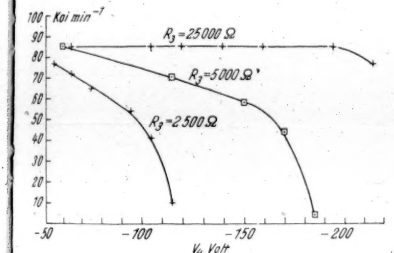


Fig. 4. Abhängigkeit der Koinzidenzzahl von der Gittervorspannung V_4 der Verstärkerendstufe bei verschiedenem Gitterableitwiderstand R_3 der Mischstufe.

Wie früher erwähnt wurde, bedeutet eine Erhöhung von V_4 eine Steigerung des Auflösungsvermögens der Koinzidenzmischung. Fig. 4 zeigt nun die Wirkung der Änderung von V_4 bei einem gegebenen R_3. Für das benutzte Zählrohrpaar ist nach Fig. 3 eine Koinzidenzzahl von 86 Koi min^{-1} zu erwarten. Um diese richtige Zahl zu erhalten, kann bei $R_3 = 25000\,\Omega$ die Gittervorspannung V_4 bis auf -195 Volt erhöht werden, während bei $R_3 = 5000\,\Omega$ dies nur bis -60 Volt möglich ist. Im zweiten Falle ist durch das kleinere R_3 das Auflösungsvermögen der Anordnung schon so weit gesteigert, daß schon bei verhältnismäßig kleinem V_4 ein Ausfall an Koinzidenzen eintritt. Wählt man R_3 noch kleiner, $2500\,\Omega$, so wird infolge des noch höheren Auflösungsvermögens die volle Koinzidenzzahl von 86 Koi min^{-1} überhaupt nicht mehr erreicht.

Die Daten von R_3 und V_4 bestimmen also zusammen das Auflösungsvermögen der Koinzidenzmischung, wobei aus Fig. 4 hervorgeht, daß z. B. durch $R_3 = 25000\,\Omega$ und $V_4 = -195$ Volt dasselbe Auflösungsvermögen festgelegt wird wie durch die Werte $R_3 = 5000\,\Omega$ und $V_4 = -60$ Volt. Es ist das Auflösungsvermögen des Verstärkers, bei welchem für die Zählrohre 21/27 ein Ausfall an Koinzidenzen beginnt. Dieser Effekt tritt also bei dieser Methode der Veränderung des Auflösungsvermögens genau so ein wie bei dem früher angewendeten Verfahren.

Durch eingehende oszillographische Kontrolle des ganzen Verstärkers konnte keine Ursache für dieses Versuchsergebnis gefunden werden. Auch der angeführte Kontrollversuch läßt bereits den Verstärker als Ursache ausscheiden. Als einzige Möglichkeit bleibt also, jene Ursache in den Zählrohren selbst zu suchen.

Man könnte annehmen, daß bei einem Ansprechen beider Zählrohre auf ein und denselben Strahl der Entladungsvorgang in beiden Zählrohren nicht vollkommen gleichzeitig verläuft, daß vielmehr eine Zeitdifferenz auftritt. Eine ähnliche Erscheinung der Verzögerung einer Entladung ist vom Spitzenzähler her bekannt, wo sie von Bothe und Geiger[1]) bis zu einer Größe von $^1/_{100}$ sec beobachtet wurde. Diese Zeitdifferenz macht sich bis zu einem Auflösungsvermögen τ von etwa $5 \cdot 10^{-5}$ sec nicht bemerkbar, tritt aber in Erscheinung, wenn τ kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$ sec wird, und erhält mit weiter abnehmendem τ immer größere Bedeutung. Sie müßte demnach selbst einen Wert zwischen 10^{-5} und 10^{-6} sec besitzen. Obwohl für diese Annahme ein direkter Beweis nicht vorliegt, bleibt sie die einzig mögliche Erklärung.

Ist also der Entladungsvorgang im Zählrohr die Ursache für einen Ausfall an Koinzidenzen bei hoher Verstärkerauflösung, so ist anzunehmen, daß auch die Zählrohrdimensionen auf diesen Vorgang Einfluß haben. Es wurde deshalb der Versuch von Fig. 3 mit Zählrohren einiger anderer Abmessungen wiederholt. Das Ergebnis zeigen Tabelle II und Fig. 5 (s. S. 246).

Man sieht eindeutig den Einfluß der Zählrohrdimensionen auf den Kurvenverlauf. Je größer Querschnitt und wirksame Drahtlänge der Zählrohre, um so größer auch der Wert von R_3, bei dem das Absinken der Koinzidenzzahl beginnt. Dies bedeutet mithin, daß die Zählrohrabmessungen einen kritischen Wert τ_{Kr} des Auflösungsvermögens τ bestimmen; wird bei weiterer Steigerung des Auflösungsvermögens $\tau < \tau_{Kr}$, so erhält man zu kleine Meßergebnisse.

Als Ergänzung für diese Versuchsreihe wurden Koinzidenzen gemessen mit 2 Zählrohren (Nr. 27 und Nr. 60), die gleichen Durchmesser (5 cm), aber verschiedene wirksame Drahtlängen von 45 cm bzw. 90 cm besitzen. Hierbei wird der Beginn der Koinzidenzabnahme, wie nach den vorhergegangenen Versuchen zu erwarten, vom größeren Zählrohr bestimmt.

1) W. Bothe und H. Geiger, Zeitschr. f. Phys. **32**, 639, 1925.

Tabelle II

Einfluß der Zählrohrabmessungen auf die Abhängigkeit der Koinzidenzzahl von R_3

$R_3\,\Omega$	Koi min^{-1}				
	Zählrohre 60/64 (90; 5) $R_Z = 4 \cdot 10^{10}\,\Omega$	Zählrohre 21/27 (45; 5) $R_Z = 4 \cdot 10^{10}\,\Omega$	Zählrohre 26/36 (45; 3) $R_Z = 4 \cdot 10^{10}\,\Omega$	Zählrohre 1/2 (15; 5) $R_Z = 4 \cdot 10^{10}\,\Omega$	Zählrohre 37/40 (5; 5) $R_Z = 4 \cdot 10^{10}\,\Omega$
100000	155 ± 3,9			29,5 ± 1,7	
50000		86 ± 2,9			
30000	156 ± 3,9		50 ± 2,3	30,5 ± 1,7	
20000	153 ± 3,9	86 ± 2,9	48 ± 2,2	33,0 ± 1,8	
18000	151 ± 3,9		48 ± 2,2		10,2 ± 1,0
15000	150 ± 3,9	87 ± 2,9	50 ± 2,3	33,5 ± 1,8	
14000					9,6 ± 0,9
13000	143 ± 3,8	84 ± 2,8			
10000	138 ± 3,7	80 ± 2,8	50 ± 2,3	31,0 ± 1,8	
8000	131 ± 3,6	78 ± 2,7	47 ± 2,2		
7500			44,5 ± 2,1		
6500	122 ± 3,5				
5000	105 ± 3,2	72 ± 2,7	41 ± 2,1	31,5 ± 1,8	10,6 ± 1,0
4000				32,0 ± 1,8	8,6 ± 0,9
3000	69 ± 2,6	57 ± 2,4		28,0 ± 1,7	
2500			36 ± 1,9		4,0 ± 0,6
2000	40 ± 2,0	39 ± 2,0		24,0 ± 1,5	

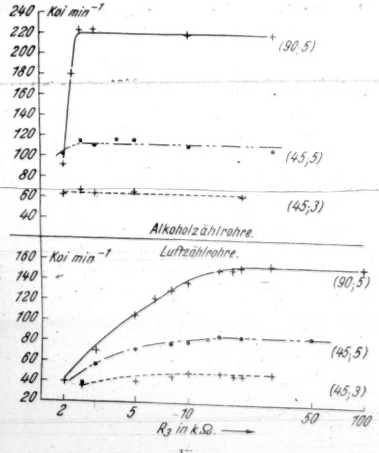


Fig. 5.

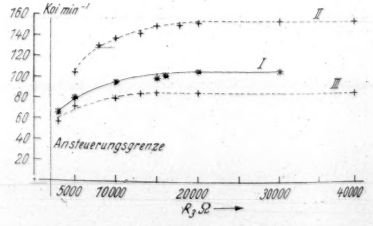


Fig. 6.

In Fig. 6 gibt die ausgezogene Kurve I das Versuchsergebnis wieder, die gestrichelten Kurven II und III zeigen das Verhalten eines Rohrpaares vom Typ (90; 5) bzw. (45; 5). Bei Kurve I beginnt der Abfall bei jenem Werte von R_3, der auch für Kurve II charakteristisch ist.

Danach besteht kein Zweifel mehr, daß im Zählrohr selbst die Ursache für den Koinzidenzausfall bei höherer Auflösung zu suchen ist.

Der Entladungsvorgang im Zählrohr besteht einmal aus dem Aufbau der Entladung vom Beginn der ersten Ionisation durch einen einfallenden Strahl bis zum Durchbruch der Entladung durch die Gasstrecke des Zählrohres (Fig. 7). Dies geschieht in der Zeit t_A, im folgenden kurz Aufbauzeit genannt, wobei innerhalb der Zeit t_A das Zählrohr auf neu einfallende Strahlen nicht anspricht. Hat der Impuls nach der Zeit t_A seinen Maximalwert erreicht, so klingt er ab. Diese Abklingzeit kommt für eine Erklärung der Koinzidenzabnahme nicht in Frage. Denn das Zählrohr scheidet vollkommen aus dem weiteren Zählvorgang im Verstärker aus, sobald innerhalb der Zeit t_A infolge Durchbruchs der Entladung im Zählrohr das Thyratron im Verstärker gezündet hat. Es bleibt somit nur die Aufbauzeit der Zählrohrentladung als mögliche Ursache übrig. Nun ist als sehr wahrscheinlich anzunehmen, daß t_A vom Zählrohr abhängig ist

derart, daß es mit größer werdenden Zählrohrdimensionen wächst. Dadurch allein kann aber der beobachtete Effekt noch nicht erklärt werden. Dazu wird man weiter annehmen müssen, daß die Größe der Aufbauzeit gewissen Schwankungen unterliegt und daß diese Schwankungen wiederum den Zählrohrabmessungen proportional sind. Es ist auch sehr wohl denkbar, daß t_A abhängig ist von der Richtung des einfallenden ionisierenden Strahles, also von seiner Bahn im Zählrohr. Ein Strahl, der z. B. das Zählrohr auf einem längeren Wege durchsetzt, wird dabei mehr Ionen bilden als ein das Zählrohr auf kurzem Wege durchsetzender Strahl. Die verschiedene Anfangsionenzahl kann sich auf die Länge der Aufbauzeit auswirken. Die so möglichen Schwankungen von t_A in Verbindung mit der früher erwähnten Zeitverzögerung beim Eintreten einer Entladung im Zählrohr könnten den beobachteten Koinzidenzausfall erklären. Denn

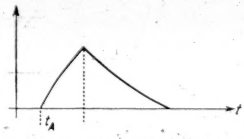


Fig. 7.

durch ein übersteigertes Auflösungsvermögen der Koinzidenzmischung ist es möglich, daß eine tatsächliche Koinzidenz in den beiden Zählrohren auf diese Weise aufgespalten erscheint in zwei Stöße, die eine kleine zeitliche Verschiebung gegeneinander besitzen. Der Verstärker zählt sie aber nicht mehr als Koinzidenz.

Es ist also durchaus denkbar, daß ein geringes inneres Auflösungsvermögen der Zählrohre, vor allem eine zu lange Aufbauzeit der Entladung, die Benutzung eines Verstärkers mit hohem Auflösungsvermögen verbietet. Hierzu wären Zählrohre erforderlich, deren Auflösungsvermögen besser ist als das der bisher untersuchten luftgefüllten Zählrohre, z. B. Zählrohre mit Dampfzusätzen. Bei diesen dürfte die Erscheinung des Koinzidenzausfalls nicht vorhanden sein oder sollte erst bei einem noch höheren Auflösungsvermögen des Verstärkers auftreten. Die folgenden Versuche werden zeigen, wieweit dies der Fall ist.

3. Koinzidenzmessungen mit Joddampfzählrohren

Auf Grund früherer Versuche mit Joddampfzählrohren wurde deshalb versucht, durch einen Zusatz von Joddampf zum Trägergas das Auflösungsvermögen der Zählrohre zu verbessern. Bekanntlich besteht bei derartigen Zählrohren die Möglichkeit, sie an erheblich kleineren Widerständen R_Z als bei Luftzählrohren zu betreiben. Bei $R_Z = 10^8\ \Omega$ geben die Jodzählrohre sehr gleichmäßig ausgebildete Impulse, deren Aufbauzeit erheblich kürzer ist als bei Luftzählrohren.

In Fig. 8 ist das Verhalten der zwei Zählrohrpaare 21/27 und 25/36 mit Luftfüllung und mit Joddampffüllung zum Vergleich dargestellt. Bei beiden Zählrohrtypen kann also nach Füllung mit Joddampf das Auflösungsvermögen des Verstärkers erheblich höher getrieben werden, ehe der Koinzidenzausfall eintritt. Weiter ergeben die Messungen mit diesen Rohren eine höhere Koinzidenzzahl gegenüber der Luft-

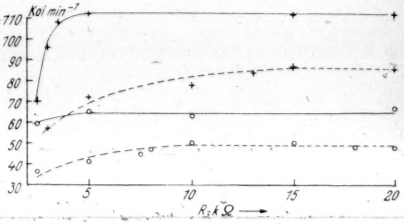


Fig. 8. Abhängigkeit der Koinzidenzzahl von R_3 für zwei Zählrohrpaare 21/27 (+) und 25/36 (○) bei Luftfüllung und nach Joddampfzusatz.
– – – Luftfüllung; ——— bei Joddampfzusatz.

füllung. Die Steigerung beträgt etwa 30 Proz., die Ansprechwahrscheinlichkeit ist demnach wesentlich verbessert worden. Die Zählrohre mit Joddampfzusatz zeigen also ein weit günstigeres Verhalten als die Luftzählrohre. Es wurden deshalb nun auch Zählrohre mit Alkoholdampfzusatz untersucht.

4. Koinzidenzmessungen mit Alkoholdampfzählrohren

In Fig. 9 ist die Kennlinie eines Alkoholzählrohres (45; 3) für verschiedene R_Z bis zu $R_Z = 10^4\ \Omega$ herab gezeichnet. Zum Vergleich in Fig. 10 dasselbe für ein Luftzählrohr (45; 5). Nach den Untersuchungen von Trost haben die Dampfzählrohre ein inneres Auflösungsvermögen von etwa 10^{-4} sec, welches das der Luftzählrohre um mindestens eine Zehnerpotenz überschreitet. Wenn nun das innere Auflösungsvermögen der Zählrohre bei höherem Auflösungsvermögen eines Koinzidenzverstärkers einen Ausfall an Koinzidenzen bedingt, so darf diese Erscheinung bei Verwendung von Alkoholzählrohren also erst viel später als bei Luftzählrohren auftreten.

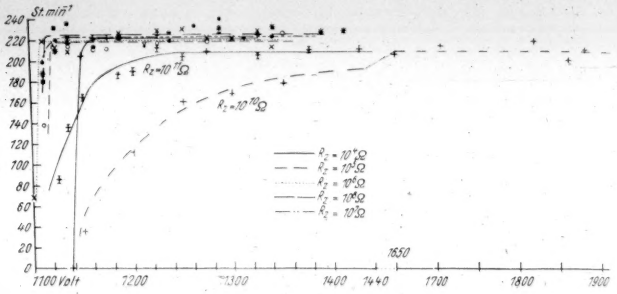


Fig. 9.

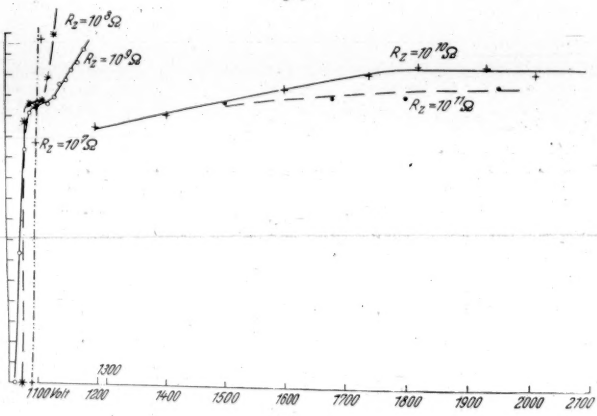


Fig. 10.

Daß dies zutrifft, ergibt Fig. 5; in jedem Falle ist das Alkoholzählrohr dem Luftzählrohr weit überlegen. Der Verstärker kann jetzt bis zu seinem höchsten erreichbaren Auflösungsvermögen ausgenutzt werden, ohne ein falsches Meßergebnis durch Abnahme der Koinzidenzzahlen zu geben.

Damit dürfte der Verlauf des ersten Versuches (Tabelle I, Fig. 3) endgültig in dem Sinne geklärt sein, daß das schlechte innere Auflösungsvermögen der Luftzählrohre die Ursache für jenes Versuchsergebnis war. Weiter ist klar die Bedeutung eines hohen inneren Auflösungsvermögens des Zählrohres für Koinzidenzmessungen bei hoher Verstärkerauflösung hervorgetreten. Es ist unbedingt notwendig für die Benutzung von Koinzidenzanordnungen mit hohem Auflösungsvermögen.

5. Vergleich der verschiedenen Zählrohre mit einem erweiterten Verstärker

Es war nun unbefriedigend, daß das Auflösungsvermögen des Verstärkers nicht noch weiter gesteigert werden konnte. Denn es wäre interessant, zu sehen, ob bzw. wann die Kurven für die Alkoholzählrohre in Fig. 5 bei weiterer Steigerung von τ ebenfalls eine Abnahme der Koinzidenzzahl zeigen würden. Da aber diese Steigerung durch weiteres Verkleinern von R_3, aus dem früher angegebenen Grunde nicht möglich war, wurde eine Verkleinerung von τ durch folgende Erweiterung des Verstärkers erreicht.

Die vom Thyratron gelieferte Amplitude U wird nicht sofort zur Ansteuerung der Mischstufe verwendet, sondern erst nach zweistufiger Verstärkung in kapazitiver Ankopplung. Dadurch wird eine größere Trennschärfe erreicht,

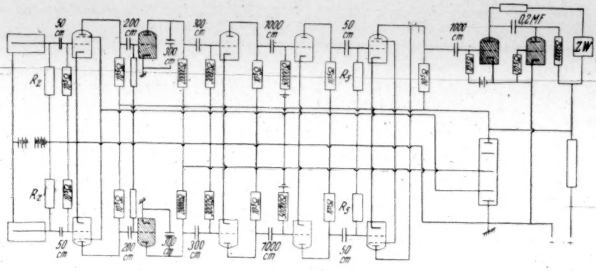


Fig. 11.

da nur die Amplitudenspitzen weiter verstärkt werden. Außerdem werden in der Mischstufe statt der *REN* 904 auch zwei Pentoden $4H1$ benutzt, deren Gitterableitwiderstände R_5 jetzt zur Veränderung von τ dienen. Die Endstufe endlich besteht aus einer Doppelthyratronstufe nach Mouzon[1]). Am früher erläuterten Prinzip des Verstärkers wird natürlich durch alle diese Veränderungen nicht das geringste geändert. Fig. 11 zeigt das vollständige Schaltbild des erweiterten Verstärkers. Der erheblich kompliziertere Aufbau machte es notwendig, die verschiedenen Anodenspannungen zu stabilisieren; bei dem großen Verstärkungsfaktor geben sonst schon geringfügige Spannungsschwankungen zu Störungen Anlaß. Es war nötig, die Ansteuerungsgrenze des Verstärkers auf eine genauere Weise zu bestimmen als vorher. Folgendes Verfahren wurde benutzt (Fig. 12):

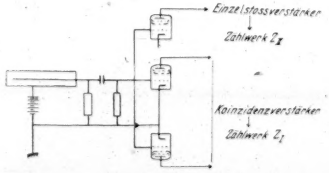


Fig. 12.

Die Stöße eines Zählrohres steuern gleichzeitig

I. beide Eingangsschirmgitterrohre $4H1$ des Koinzidenzverstärkers,

II. einen Einzelstoßverstärker, bestehend aus einer $4H1$ mit anschließender Doppelthyratronstufe nach Mouzon.

1) J. E. Mouzon, Rev. of Scient. Instr. **7**, 467, 1937.

In beiden Fällen muß die gleiche Stoßzahl gezählt werden, einmal als Koinzidenz (Z_I), das andere Mal als Einzelstoß (Z_{II}). Tritt in den Angaben der Zählwerke Z_I und Z_{II} ein Unterschied auf, so deutet dieser auf Unstimmigkeiten in der Durchsteuerung der Verstärker hin. Es ist festzustellen, bei welchem R_5 dieses eintritt.

Tabelle III

$R_5\,\Omega$	Meßdauer in min	Koi/min Z_I	St/min Z_{II}	Differenz $Z_{II}-Z_I$ in Proz. von Z_{II}
10^7	20	186,8	190,5	1,4
20000	20	186,5	189,9	1,8
15000	20	192,1	194,4	1,2
13000	20	192,9	195,7	1,4
12000	21	172,6	192,4	10,3
10000	10	109,8	196,6	44,2

Nach Tabelle III kann also das Auflösungsvermögen durch Änderung des Widerstandes R_5 in den Grenzen von $10^7\,\Omega$ bis $13000\,\Omega$ verändert werden, ohne daß die Koinzidenzzahl eine Differenz gegen die Einzelstoßzahl hat. Wird jedoch $R_5 < 13000\,\Omega$, so tritt schnell ein großer Unterschied zwischen Z_I und Z_{II} auf, der nunmehr auf ungenügende Durchsteuerung des Koinzidenzverstärkers zurückzuführen ist. Bei $R_5 = 13000\,\Omega$ liegt demnach die Grenze der Durchsteuerung des erweiterten Verstärkers.

Die Versuche über die Abhängigkeit der Koinzidenzzahl von R_5 bzw. τ wurden mit Luftrohren und Alkoholzählrohren wiederholt, sie zeigen im wesentlichen das bekannte Bild der Fig. 5. Es ist aber durch die Erweiterung des Verstärkers gelungen, sein Auflösungsvermögen so weit zu steigern, bis bei den Alkoholzählrohren auch schon ein deutlicher Abfall der Koinzidenzzahl eintritt.

Zwischen Koinzidenzmessungen mit Luftzählrohren und mit Alkoholzählrohren bestehen daher zwei grundlegende Unterschiede.

Erstens geben die Alkoholzähler, genau wie die Joddampfzählrohre, gegenüber den Luftzählern eine größere Koinzidenzzahl, und zwar beträgt die Steigerung zwischen 30 Proz. und 33 Proz. bei den verschiedenen Rohrtypen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Alkoholrohre ist demnach größer als die der Luftrohre und etwa gleich derjenigen der Joddampfzählrohre. Bei Messungen mit Luftzählrohren gehen also 30 Proz. der Koinzidenzen verloren.

Das verschiedene Ansprechvermögen von Luft- und Alkoholzählrohren hat seine Ursache im verschiedenen inneren Auflösungsvermögen der Zählrohre. Denn

1. ist während der Aufbauzeit oder Glimmzeit der Entladung das Zählrohr für einen neu einfallenden Stoß unempfindlich, und diese Glimmzeit ist eben bei Alkoholzählrohren wesentlich kürzer als bei Luftrohren;
2. ist nach dem Abreißen der Entladung das Zählrohr weiterhin zunächst noch zum Teil für einfallende Strahlen gesperrt. Die Spannung am Zähldraht muß erst wieder so weit sinken, bis das für quantitatives Arbeiten erforderliche Potential zwischen Zählrohrmantel und Zähldraht besteht. Die Zeit, in der dieses geschieht, ist R_Z proportional und bei Alkoholzählrohren infolge des kleineren R_Z somit kürzer als bei Luftzählrohren.

Aus diesen beiden Gründen können also beim Alkoholrohr keine oder nur viel weniger Stöße verlorengehen. Deshalb ist auch die Zahl der Einzelstöße bei einem Alkoholrohr etwa um 35 Proz. größer als bei einem Luftrohr von gleichen Abmessungen.

Zweitens kann bei Messungen mit Alkoholzählrohren das Auflösungsvermögen der Koinzidenzanordnung erheblich größer sein als bei Verwendung von Luftzählrohren, ebenfalls eine Folge des besseren inneren Auflösungsvermögens der Alkoholzählrohre, gekennzeichnet durch eine kurze Glimmzeit. Nach den Versuchen von Trost erklärt man das höhere innere Auflösungsvermögen als Folge einer durch die Ionisation entstandenen starken Raumladung, gebildet von den schwer beweglichen Ionen des Dampfzusatzes. Diese führt durch Schwächung des Potentials zwischen Zählrohrwand und Zähldraht zu einem selbständigen Abreißen der Entladung. Der bei Luftrohren hierfür erforderliche hohe Widerstand R_Z kann nun sehr viel kleiner sein. Wie diese Raumladung in Verbindung mit dem Zählrohrableitwiderstand den Zählvorgang beeinflußt, zeigen Versuche, bei denen Alkoholrohre an $10^{10}\Omega$ und Luftrohre an $10^{8}\Omega$ betrieben wurden (Tabelle IV).

An $R_Z = 10^{10}\Omega$ verhalten sich Alkoholrohre ähnlich wie Luftrohre, d. h. bei Zweifachkoinzidenzmessungen ergeben sie eine kleinere Koinzidenzzahl, etwa 180 min^{-1} gegenüber normal 225 min^{-1}. Die infolge des höheren R_Z längere Aufbauzeit der Entladung, allgemein das schlechtere innere Auflösungsvermögen des Zählrohres macht sich hierbei bemerkbar. Aus dem gleichen Grunde beginnt der Ausfall an Koinzidenzen schon bei schlechterem Auflösungsvermögen τ als bei Betrieb an $R_Z = 10^{6}\Omega$. Nach der erhaltenen Koinzidenzzahl zu schließen muß nun an $R_Z = 10^{10}\Omega$ das Auflösungsvermögen des Alkoholzählrohres etwa gleich sein demjenigen eines Luftzählrohres.

Tabelle IV

$R_Z\Omega$	Koi min^{-1}	
	Luftzählrohre 69/70 (90; 5) an $R_Z = 10^8\ \Omega$	Alkoholzählrohre 65/66 (90; 5) an $R_Z = 10^{10}\ \Omega$
10^7	178 ± 4,2	179 ± 4,2
$5 \cdot 10^6$		188 ± 4,3
$1 \cdot 10^6$	174 ± 4,2	187 ± 4,3
$0{,}5 \cdot 10^6$	176,5 ± 4,2	188,5 ± 4,3
$0{,}3 \cdot 10^6$		183,5 ± 4,3
$0{,}2 \cdot 10^6$	172 ± 4,1	175,5 ± 4,2
$0{,}1 \cdot 10^6$	163 ± 4,0	165,5 ± 4,0
80000		153,5 ± 3,9
50000	157,5 ± 3,9	144,5 ± 3,6
40000	157 ± 3,9	134 ± 3,6
30000	144,5 ± 3,8	
20000	132,8 ± 3,6	

Auf Grund der Messungen nach Fig. 9 kann man diese Annahme bestätigen. Es wurden hiernach an Einzelstößen eines Alkoholzählrohres (Nr. 36 [45; 3]) erhalten $N_1 = 225\ min^{-1}$ für $R_Z = 10^{6}\Omega$ und $N_2 = 200\ min^{-1}$ für $R_Z = 10^{10}\Omega$. Man kann nun $N_1 = 225\ min^{-1}$ als wahre Stoßzahl annehmen für ein inneres Auflösungsvermögen des Alkoholzählrohres von 10^{-4} sec bei $R_Z = 10^{8}\ \Omega$. Dann ergibt sich aus

$$N_2 = N_1 e^{-N_1 \tau}$$

das innere Auflösungsvermögen τ des Zählrohres bei $R_Z = 10^{10}\Omega$ zu $\tau = 5 \cdot 10^{-3}$ sec, also in guter Übereinstimmung mit den allgemein für Luftzählrohre angegebenen Werten.

Umgekehrt verhalten sich Luftzählrohre an $10^{8}\Omega$ wie Alkoholzählrohre. Dieses Verhalten hängt in erster Linie vom Ableitewiderstand R_Z ab, wie die Versuche zeigen. Je kleiner R_Z, um so günstiger arbeitet das Zählrohr. Wie weit nun eine Verkleinerung von R_Z möglich ist, hängt von der Zählrohrfüllung ab. Es besteht also kein grundsätzlicher Unterschied im Verhalten der beiden Zählrohrfüllungen, zumindest ist die

Füllung nicht allein maßgebend für das Verhalten eines Zählrohres.

Da im zweiten Falle, Luftzählrohr an $R_Z = 10^8\,\Omega$, trotz Abwesenheit von Alkoholdampf, die Zählrohre ein höheres inneres Auflösungsvermögen besitzen, muß der Widerstand R_Z hierauf erheblichen Einfluß haben. Wenn im Augenblick des Entladungsvorganges im Zählrohre die Raumladung entstanden ist, so wird das Abfließen der schnell beweglichen Elektronen natürlich beeinflußt durch den Wert von R_Z. Bei hohem R_Z wird dieses Abfließen verlangsamt und dadurch die Wirkung der entstandenen Raumladung herabgesetzt. Denn einerseits kann in der längeren Zeit eine Wiedervereinigung der Ionen stattfinden, andererseits wird einfach die abschirmende Wirkung der positiven Raumladung durch die negative Ladung der Elektronen wenigstens teilweise aufgehoben. Die für das Abreißen der Entladung erforderliche Raumladungsmenge benötigt eine längere Zeit, um sich auszubilden, d. h. τ_A wird größer. Dementsprechend verhält sich jetzt das Alkoholzählrohr wie ein Luftrohr. Sinngemäß gilt das Umgekehrte für ein Luftrohr an kleinerem R_Z. Diese Abhängigkeit der Wirkung der Raumladung von dem benutzten Zählrohrableitwiderstande ist also maßgebend für das Verhalten eines Zählrohres.

Bei Koinzidenzmessungen mit je einem Luft- und Alkoholzählrohr gleichen Abmessungen (90; 5) beginnt der Koinzidenzausfall an der Stelle ($R_3 = 20000\,\Omega$), die für Luftrohre dieser Abmessungen charakteristisch ist. Das geringere innere Auflösungsvermögen der Luftröhre bestimmt, wie zu erwarten war, das Meßergebnis.

6. Einfluß des Zählkreises auf die Messungen

Für eine Absolutbestimmung der koinzidierenden Höhenstrahlen sind somit die Bedingungen geklärt, soweit Zählrohr und Verstärker dafür in Frage kommen.

1. Bei Benutzung von Alkoholzählrohren mit hoher Ansprechwahrscheinlichkeit und hohem innerem Auflösungsvermögen wird die gesamte einfallende Strahlung erfaßt.
2. Das hohe innere Auflösungsvermögen der Zählrohre gestattet die Verwendung von Koinzidenzverstärkern mit so hohem Auflösungsvermögen, daß Zufallskoinzidenzen zu vernachlässigen sind.

Eine letzte Möglichkeit der Beeinflussung der Meßergebnisse kann im Zählkreis des Verstärkers liegen. Denn das Auflösungsvermögen dieses Kreises muß so weit herabgesetzt werden, daß ein mechanisches Zählwerk einwandfrei zum Ansprechen kommt. Bei beiden Verstärkern mußte deshalb die Abkippzeit der Zählthyratrone auf etwa 0,04 sec bemessen werden. Um den hieraus entstehenden Fehler zu berücksichtigen, kann man entweder diesen Fehler berechnen, wie es z. B. Volz[1]) angegeben hat, oder durch Verwendung von Untersetzern die Stoßzahl verkleinern. Ist die Auflösungszeit des Zählkreises τ sec, so besteht bei statistischer Verteilung der Vorgänge zwischen gemessener Koinzidenzzahl N und wahrer Koinzidenzzahl N_0 die Beziehung

$$N = N_0 e^{-N_0 \tau}.$$

In erster Näherung ist dann

$$N_0 = N(1 + N\tau + \tfrac{3}{2}(N\tau)^2).$$

Zur Kontrolle für diese Berechnung wurde die Koinzidenzzahl gemessen mit einem Frequenzuntersetzer nach Wynn-Williams[2]) bei 8facher Untersetzung.

Tabelle V zeigt für 3 Paare Alkoholzählrohre die Übereinstimmung beider Methoden.

Tabelle V

Zählrohre	Koi $\min^{-1}$ im G-Abstande gemessen mit Verstärkerzählkreis ohne Untersetzung N	gemessen mit Wynn-Williams 1 : 8 N_0	berechnet aus N nach Volz N_0	Vom Verstärkerzählkreis ausgelassene Koinzidenzen in Proz. von N_0
45; 3	64,7 ± 1,5	67,4 ± 1,5	67,6	4,0
45; 5	109,6 ± 1,9	118,4 ± 2,0	118,7	7,5
90; 5	206,3 ± 2,6	241,5 ± 2,8	238,7	14,5

Nimmt man bei Koinzidenzmessungen mit 1 m Alkoholrohren im G-Abstand eine Koinzidenzzahl von 241,5 $\min^{-1}$ als richtig an, so ist bei

1) H. Volz, Zeitschr. f. Phys. **93**, 539, 1935.
2) C. C. Wynn-Williams, Proc. Roy. Soc. (A) **136**, 312, 1932.

einem Auflösungsvermögen des Verstärkers von $3 \cdot 10^{-6}$ sec und einer Stoßzahl in den Zählrohren von $N_1 = N_2 = 800$ St min^{-1} der Anteil der Zufallskoinzidenzen hieran

$$K_Z = \frac{3 \cdot 10^{-6} \cdot 800 \cdot 800}{30} = 0{,}064 \text{ min}^{-1},$$

also etwa 0,03 Proz. Dieselben Messungen mit Luftzählrohren würden eine Koinzidenzzahl von 172/min liefern. Dabei dürfte das Auflösungsvermögen des Verstärkers nun höchstens $5 \cdot 10^{-5}$ sec betragen, um die volle Koinzidenzzahl zu erhalten. Hierbei wären an Zufallskoinzidenzen zu erwarten

$$K_Z = \frac{5 \cdot 10^{-5} \cdot 580 \cdot 580}{30} = 0{,}56 \text{ min}^{-1}.$$

Der Anteil der Zufallskoinzidenzen an den überhaupt gemessenen Koinzidenzen wäre demnach 0,3 Proz. bei Luftzählrohren gegenüber 0,03 Proz. bei Alkoholzählrohren.

7. Bestimmung des Auflösungsvermögens für den Verstärker

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens τ des Verstärkers wurde die Methode der Zufallskoinzidenzen benutzt. Werden bei den statistisch verteilten Einzelstößen von $N_1 \text{ min}^{-1}$ und $N_2 \text{ min}^{-1}$ in den beiden Zählrohren hierbei $K_Z \text{ min}^{-1}$ Zufallskoinzidenzen gemessen, so ist

$$\tau = \frac{30 \cdot K_Z}{N_1 \cdot N_2} \text{ sec}.$$

Die Aufstellung der beiden Zählrohre wurde dabei so vorgenommen, daß möglichst keine systematischen Koinzidenzen auftreten können, d. h. sie wurden horizontal, in einer Achse angeordnet. Der Abstand von Rohrmitte zu Rohrmitte betrug 3,75 m.

Zunächst wurde τ bestimmt für Verstärker I bei $R_3 = 0{,}1\ M\Omega$ und $R_3 = 5000\ \Omega$. In etwa diesen Grenzen τ_1 und τ_2 kann nach dem früher angegebenen Kontrollversuch das Auflösungsvermögen dieses Verstärkers geändert werden. Für Verstärker II wurde τ als τ_3 für $R_5 = 50000\ \Omega$ bestimmt. Mit Hilfe der oben angeführten Formel ergaben sich für τ untenstehende Werte.

Nach oszillographischer Beobachtung der Stöße an den Gittern der Mischrohre und Überrechnung der Zeitkonstanten der Gitterkreise dieser Mischrohre mußte man zu dem Ergebnis kommen, daß die nach Tabelle VI berechnete Zeit τ_2 erheblich zu groß ist, d. h. das wahre Auflösungsvermögen des Verstärkers müßte besser sein. Noch bedenklicher erscheint es, daß bei τ_3 gegenüber τ_2 überhaupt keine wesentliche Abnahme eingetreten ist. Dies steht im Widerspruch zu allen früheren Versuchsergebnissen, wonach das Auflösungsvermögen τ_3 erheblich höher sein muß als τ_2. Eine zutreffende Bestimmung von τ mit Zufallskoinzidenzen ist demnach bei der oben geschilderten Zählrohraufstellung nicht möglich. Während anfangs bei Verkleinerung von τ die Zahl der Zufallskoinzidenzen K_Z abnimmt, wird bald eine Grenze erreicht, wo bei weiterer Verkleinerung von τ nun K_Z konstant bleibt. Die Zeit $\tau \sim 2{,}3 \cdot 10^{-5}$ sec stellt also eine Art Grenzwert dar; ein höheres Auflösungsvermögen, also kleineres τ, wird auf die übliche Art falsch bestimmt.

Da einerseits die Formel

$$\tau = \frac{30 \cdot K_Z}{N_1 \cdot N_2}$$

für statistisch verteilte Vorgänge allgemeine Gültigkeit besitzen muß, andererseits das so bestimmte τ offensichtlich falsche Werte ergibt, muß diese Bestimmung von τ durch einen Vorgang gestört werden. Dieser Störeffekt wird augenscheinlich, sobald τ einen Wert kleiner als etwa $5 \cdot 10^{-5}$ sec erreicht. Es wurde daher angenommen, daß eine in der Decke oder sonstwo im Versuchsraum ausgelöste Schauerstrahlung in beiden Zählrohren Koinzidenzen erzeugt, deren Zahl so beträchtlich ist, daß sie das Versuchsergebnis fälscht und die bei höherer Auflösung zu erwartende Anzahl von Zufallskoinzidenzen weit übersteigt. Die Schauerkoinzidenzen K_S entstehen nicht durch die statistisch verteilten Einzelstöße der Zählrohre, sondern rühren von Strahlen her, die in beiden Zählrohren gleichzeitig eintreffen. Sie wurden deshalb als „Gekoppelte Höhenstrahlen" bezeichnet.

Die Bestimmung von τ_3 wurde nun wiederholt, beide Zählrohre jedoch mit je einem Panzer

Tabelle VI

Bestimmung des Auflösungsvermögens des Verstärkers

	Benutzte Zählrohre	Meßdauer t min	K_Z in t min	K_Z min^{-1}	N_1 min^{-1}	N_2 min^{-1}	τ sec
1.	66/65	360	913	2,54	879	848	$\tau_1 = 1{,}0 \cdot 10^{-4}$
2.	66/65	1050	607	0,58	887	862	$\tau_2 = 2{,}3 \cdot 10^{-5}$
3.	54/52	2520	265	0,105	382	382	$\tau_3 = 2{,}2 \cdot 10^{-5}$

von 10 cm *Pb* umgeben. Die gesamte andere Apparatur blieb unverändert. Bei den Einzelstößen von $N_1 = 209\,\mathrm{min}^{-1}$ und $N_2 = 204\,\mathrm{min}^{-1}$ wurden jetzt an Zufallskoinzidenzen gemessen

$$K_Z = 0{,}25\,\mathrm{h}^{-1} = 0{,}0042\,\mathrm{min}^{-1}.$$

Hieraus folgt

$$\tau_3' = \frac{30 \cdot 0{,}0042}{209 \cdot 204} = 3{,}0 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{sec}.$$

Ist diese Messung auch infolge kurzer Meßdauer (12 Stunden) mit einem größeren statistischen Fehler behaftet, so beträgt der Unterschied gegen den früher bestimmten Wert von τ_3 doch eine Zehnerpotenz, ist also erheblich größer als der statistische Fehler.

Durch einen Panzer von 10 cm *Pb* wird die Schauerstrahlung also weitgehend absorbiert und man erhält nun mit der üblichen Methode ein Auflösungsvermögen, welches rund eine Zehnerpotenz höher ist als bei Bestimmung ohne Abschirmung der Rohre. Wie später gezeigt werden wird, entspricht das so bestimmte τ'_3 dem tatsächlichen Auflösungsvermögen des Verstärkers bei der angegebenen Bedingung $R_5 = 50000\,\Omega$. Die Bestimmung von τ durch Einbau der Zählrohre in Panzer hat aber zwei Nachteile. Erstens könnten durch erneute Sekundärstrahlbildung in den Panzern neue Störungen auftreten, zweitens erfordert die im Panzer etwa 35 Proz. betragende Abnahme der Einzelstoßzahlen längere Meßzeiten, um den Meßfehler in erträglichen Grenzen zu halten.

Es wurde deshalb dazu übergegangen, die störende Wirkung der Schauer K_S aufzuheben bzw. stark zurückzudrängen durch eine erhebliche Steigerung der Einzelentladungen in den Zählrohren mit Hilfe von radioaktiver γ-Strahlung. Die sofort auftretende Frage nach einem Unterschied in der Ionisationsfähigkeit zwischen Höhenstrahlung und radioaktiver γ-Strahlung braucht hier nicht diskutiert zu werden; denn in jedem Falle stehen durch das Thyratron immer die gleichen Amplituden zur Koinzidenzmischung zur Verfügung.

Für die folgenden Versuche wurden benutzt die Zählrohre 25 und 36 (45; 3). Sie wurden wieder in einer Achse orientiert aufgestellt, Abstand von Mitte zu Mitte betrug 5 m. Die Zahl der Einzelentladungen N_1 und N_2 wurde vom normalen Wert von etwa $260\,\mathrm{min}^{-1}$ auf etwa $2400\,\mathrm{min}^{-1}$ gesteigert. Die Zählung der hohen Stoßzahl erfolgte mit dem erwähnten 8fachen Untersetzer.

Es wurden für beide Verstärker bei verschiedenen R_3 bzw. R_5 die Zufallskoinzidenzen $K_Z\,\mathrm{min}^{-1}$ gemessen und aus ihnen das Auflösungsvermögen wieder nach

$$\tau = \frac{30 \cdot K_Z}{N_1 \cdot N_2}$$

berechnet. Tabelle VII zeigt die Ergebnisse.

Tabelle VII

Bestimmung des Auflösungsvermögens τ der Verstärker bei verschiedenen Werten von R_3 bzw. R_5

Verstärker I

$R_5\,\Omega$	Meßdauer in t min	K_Z in t min	$K_Z\,\mathrm{min}^{-1}$	$N_1\,\mathrm{min}^{-1}$	$N_2\,\mathrm{min}^{-1}$	τ sec
100000	120	2693	22,4	2399	2456	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$
50000	180	3787	21,0	2422	2450	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$
30000	300	4215	14,1	2422	2450	$7{,}1 \cdot 10^{-5}$
20000	510	4868	9,5	2422	2450	$4{,}8 \cdot 10^{-5}$
15000	300	2248	7,5	2422	2450	$3{,}8 \cdot 10^{-5}$
10000	180	845	4,7	2399	2456	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$
8000	180	665	3,7	2399	2456	$1{,}9 \cdot 10^{-5}$
5000	900	1514	1,7	2399	2456	$9 \cdot 10^{-6}$

Verstärker II

$R_5\,\Omega$	Meßdauer in t min	K_Z in t min	$K_Z\,\mathrm{min}^{-1}$	$N_1\,\mathrm{min}^{-1}$	$N_2\,\mathrm{min}^{-1}$	τ sec
10^7	240	1504	6,3	2372	2376	$3{,}4 \cdot 10^{-5}$
$5 \cdot 10^6$	240	1361	5,7	2372	2376	$3{,}0 \cdot 10^{-5}$
10^6	360	1516	4,2	2373	2428	$2{,}2 \cdot 10^{-5}$
500000	300	1108	3,7	2412	2476	$1{,}9 \cdot 10^{-5}$
300000	420	1289	3,1	2412	2476	$1{,}6 \cdot 10^{-5}$
200000	360	798	2,2	2412	2476	$1{,}1 \cdot 10^{-5}$
100000	360	480	1,3	2392	2480	$6{,}6 \cdot 10^{-6}$
40000	480	342	0,8	2451	2496	$3{,}9 \cdot 10^{-6}$
30000	240	162	0,7	2451	2496	$3{,}4 \cdot 10^{-6}$
18000	1440	551	0,4	2412	2476	$2{,}0 \cdot 10^{-6}$
16000	1170	79	0,07	1516	1604	etwa $8 \cdot 10^{-7}$

Aus der Tabelle VII ist zunächst zu ersehen, daß man z. B. bei Verstärker II für $R_5 = 40000\,\Omega$ ein Auflösungsvermögen von $\tau = 3{,}5 \cdot 10^{-6}$ sec erhält; dies entspricht dem Werte $\tau' = 3 \cdot 10^{-6}$ sec, der nach der üblichen Methode, d. h. ohne *Ra*-Bestrahlung erhalten wurde, wenn beide Zählrohre mit dem Panzer von 10 cm *Pb* umgeben wurden. Völlig verschieden hiervon ist aber der Wert $\tau = 2{,}2 \cdot 10^{-5}$ sec nach der üblichen Methode der Zufallskoinzidenzen in freier Luft.

8. Verwendungsmöglichkeit der untersuchten Zählrohre bei Koinzidenzmessungen mit hohem Auflösungsvermögen

Nachdem es so gelungen ist, das tatsächliche Auflösungsvermögen der Verstärkeranordnung zu bestimmen, kann auch eine endgültige exakte Aussage über das Verhalten der verschiedenen untersuchten Zählrohrtypen gemacht werden. Denn bis jetzt war deren Verhalten nur dargestellt in bezug auf den Gitterableitwiderstand der Mischstufe des Verstärkers, wobei dieser Widerstand das Auflösungsvermögen bestimmt.

Nachstehende Tabelle VIII zeigt, wieweit bei Koinzidenzmessungen das Auflösungsvermögen des Verstärkers bei Verwendung der verschiedenen Zählrohrtypen gesteigert werden darf, ohne ein falsches Meßergebnis zu erhalten.

Tabelle VIII

	Zählrohrtyp	τ darf nicht kleiner sein als sec
	I. Luftzählrohre	
1.	90; 5	$4{,}8 \cdot 10^{-5}$
2.	45; 5	$3{,}8 \cdot 10^{-5}$
3.	45; 3	$1{,}9 \cdot 10^{-5}$
4.	15; 5	$8 \cdot 10^{-6}$
	II. Alkoholzählrohre	
1.	90; 5	$3{,}9 \cdot 10^{-6}$
2.	45; 5	$3{,}4 \cdot 10^{-6}$
3.	45; 3	$2{,}0 \cdot 10^{-6}$
4.	25; 3	$8 \cdot 10^{-7}$

Bei Verwendung von Zählrohren mit Alkoholdampfzusatz kann also das Auflösungsvermögen des Verstärkers immer um rund eine Zehnerpotenz weiter gesteigert werden als bei Verwendung eines Luftzählrohres von gleichen Abmessungen. Jedoch ist bei $\tau = 8 \cdot 10^{-7}$ sec auch für die günstigsten der untersuchten Zählrohre die Grenze der Verwendbarkeit erreicht; bei noch weiter gesteigertem τ geben auch sie falsche Meßergebnisse. Für einen Verstärker, dessen Auflösungsvermögen noch höher als etwa $8 \cdot 10^{-7}$ sec ist, sind Zählrohre mit noch höherem inneren Auflösungsvermögen erforderlich, als die untersuchten Zählrohre besitzen.

Es scheint, als ob Zählrohre mit Ätherdampffüllung diese Forderung erfüllen. Fig. 13 zeigt das Verhalten eines Zählrohrpaares 81/82 der Abmessungen (90; 5) mit Ätherfüllung im Vergleich zu dem der Alkoholzählrohre 49/62 (45; 5) bei Koinzidenzmessungen mit steigendem Auflösungsvermögen τ der Koinzidenzmischung.

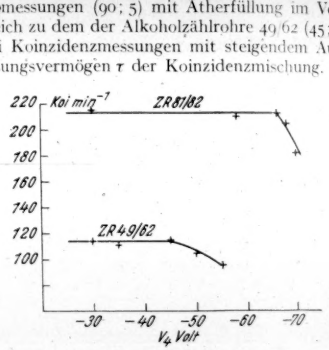


Fig. 13. Koinzidenzausfall bei steigendem Auflösungsvermögen. Vergleich zwischen Alkoholzählrohren (49/62) und Ätherzählrohren (81/82).

Man sieht, daß die Ätherzählrohre 81/82 ein höheres inneres Auflösungsvermögen besitzen müssen, obwohl ihre wirksame Drahtlänge doppelt so groß ist wie die der Alkoholzählrohre 49/62. Denn bei 81/82 tritt der Ausfall an Koinzidenzen erst bei größerem V_4, also einem höheren Auflösungsvermögen τ_{Kr} der Koinzidenzmischung ein als bei 49/62. Die Bestimmung des kritischen Grenzwertes τ_{Kr} für beide Zählrohrpaare 49/62 und 81/82 nach der Methode der Zufallskoinzidenzen mit *Ra*-Bestrahlung ergab das innere Auflösungsvermögen der Ätherzählrohre 81/82 (90; 5) etwa gleich demjenigen der viel kleineren Alkoholzählrohre 31/32 (25; 3).

Bei Verwendung von kleineren Ätherzählrohren kann also ein noch höheres Auflösungsvermögen als $8 \cdot 10^{-7}$ sec benutzt werden.

9. Messungen der „Gekoppelten Höhenstrahlen"

Zu klären wäre noch der Einfluß der früher erwähnten Schauerkoinzidenzen K_S auf die Bestimmung von τ in Abhängigkeit von der geometrischen Anordnung der Zählrohre. Es wurde zu diesem Zweck folgende Versuchsreihe durchgeführt.

Bei einem tatsächlichen Auflösungsvermögen des Verstärkers von $\tau = 5{,}3 \cdot 10^{-6}$ sec wurden die Zufallskoinzidenzen bei verschiedenen Abständen a der Zählrohre voneinander gemessen. Aus der gemessenen Zahl der Einzelentladungen N_1 und N_2 kann dann für τ die Anzahl der zu erwartenden wirklichen Zufallskoinzidenzen K_Z

berechnet werden. Ebenfalls kann berechnet werden die bei der gewählten Zählrohraufstellung auf Grund der Richtungsverteilung der Höhenstrahlung noch mögliche Anzahl K_{Syst} von systematischen Koinzidenzen.

Die geometrische Anordnung der Zählrohre, die Zählrohrdimensionen und der Zählrohrabstand a bestimmen

1. einen Raumwinkel ω, aus welchem koinzidierende Strahlung einfallen kann,
2. einen Winkel ϑ gegen die Vertikale, der maßgebend ist für die Berechnung der einfallenden Strahlen nach der Richtungsverteilung.

Für die benutzten Zählrohre mit einem Durchmesser von $d = 5{,}0$ cm ergibt sich

a in m	ω
1,25	3° 40′
3,75	0° 1′ 45″
5,00	0° 0′ 51″
7,50	0° 0′ 19″
10,00	0° 0′ 8″

Nach Kolhörster und Janossy[1]) sind aus der Raumwinkeleinheit in der Richtung ϑ an koinzidierenden Teilchen zu erwarten

$$10^5 R(\vartheta) = (20{,}2 + 432{,}6\cos^2\vartheta + 38{,}6\cos^4\vartheta)\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}.$$

Da bei der gewählten Zählrohraufstellung koinzidierende Strahlen nur aus der Horizontalen einfallen können, also $\vartheta = 90°$ ist, folgt

$$10^5 R(\vartheta) = 20{,}2\ \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}$$

und

$$K_{Syst} = R(\vartheta)\cdot\omega\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1} = 20{,}2\cdot\omega\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{sec}^{-1}.$$

Werden bei bekanntem τ dann $\overline{K}_Z$ „Zufallskoinzidenzen" gemessen, so ist

$$\overline{K}_Z = K_Z + K_{Syst} + K_S$$

und

$$K_S = \overline{K}_Z - K_Z - K_{Syst}.$$

Für die benutzten Zählrohre vom Typ (90; 5) ergeben sich folgende Zahlen über das Auftreten der Schauerkoinzidenzen K_S:

Tabelle IX

Anzahl der Schauerkoinzidenzen K_S unter einer Decke von 7,4 cm H_2O in Abhängigkeit von der Entfernung der Zählrohre voneinander

a in m	Meßdauer in t min	$\overline{K}_Z$ in t min	N_1 min^{-1}	N_2 min^{-1}	$\overline{K}_Z$ h^{-1}	K_Z h^{-1}	K_{Syst} h^{-1}	K_S h^{-1}
1,25	420	233	888	840	33,3	8,0	0,4	24,9
3,75	780	290	950	864	22,3	8,7	0,4	13,2
5,00	750	272	926	876	21,7	8,6	0,2	12,9
7,50	810	234	910	848	17,4	8,2	0,06	9,3
10,00	750	96	807	857	7,7	7,3	0,02	0,4

Es ist naheliegend, das Auftreten der „Schauerkoinzidenzen" K_S zu erklären durch Sekundärstrahlbildung in der Laboratoriumsdecke. Dem widerspricht jedoch das Ergebnis einer Versuchsreihe, bei welcher auch im Freien bis zu einem Zählrohrabstande $a = 75$ m noch Schauerkoinzidenzen auftraten.

Tabelle X

Anzahl der Schauerkoinzidenzen $K_S h^{-1}$ im Freien in Abhängigkeit von der Entfernung der Zählrohre voneinander

a in m	Meßdauer in t min	$\overline{K}_Z$ in t min	N_1 min^{-1}	N_2 min^{-1}	$\overline{K}_Z$ h^{-1}	K_Z h^{-1}	K_{Syst} h^{-1}	K_S h^{-1}
5,00	480	273	962	957	34,1	12,7	0,2	21,2
10,00	300	126	1131	977	25,2	15,2	0,06	10,0
20,00	360	84	971	857	14,0	11,4	0,01	2,6
75,00	360	76	927	882	12,7	11,2	0,01	1,5

Im Zusammenhang hiermit sei darauf hingewiesen, daß diese Schauerkoinzidenzen auch als Dreifachkoinzidenzen gemessen wurden, wie bereits an anderer Stelle[2]) angegeben. Über die dort mitgeteilten Versuche hinaus wurden sie als

1) W. Kolhörster und L. Janossy, Die Richtungsverteilung koinzidierender Höhenstrahlen in Seehöhe. Zeitschr. f. Phys. **93**, 111, 1934.

2) W. Kolhörster, I. Matthes und E. Weber, Gekoppelte Höhenstrahlen. Naturwiss. **26**, 576, 1938.

Dreifachkoinzidenzen im Freien gemessen. Bei einer Zählrohraufstellung horizontal und radial auf einem Kreise konnten sie dabei bis zu einem Kreisradius von 20 m (entsprechend einem Zählrohrabstand von 35 m), also über eine Fläche von

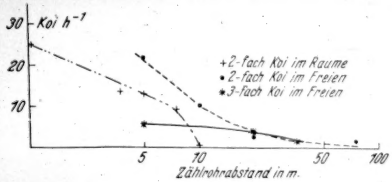


Fig. 14. Anzahl der Schauerkoinzidenzen K_S im Freien und unter einer Decke von 7,4 cm Wasseräquivalent.

1200 m² nachgewiesen werden. Abschließend gibt Fig. 14 ein Bild über das Auftreten dieser Koinzidenzen im Raume unter einer Decke von 7,4 cm H_2O und im Freien.

10. Zusammenfassung

Es wurde ein Zweifachkoinzidenzverstärker gebaut, dessen Auflösungsvermögen unabhängig vom eigentlichen Zählvorgang vorgebbar und in den Grenzen zwischen 10^{-4} sec und $5 \cdot 10^{-7}$ sec veränderlich ist. Mit diesem kamen Zählrohre verschiedener Abmessungen und Füllungen zur Untersuchung. Dabei zeigte sich, daß bei Koinzidenzmessungen für jeden Zählrohrtyp ein möglicher maximaler Wert τ_{max} des Auflösungsvermögens der Koinzidenzanordnung besteht. Steigert man dieses über τ_{max}, so tritt infolge des beschränkten inneren Auflösungsvermögens der Zählrohre ein Ausfall an Koinzidenzen ein.

Das innere Auflösungsvermögen der Zählrohre ergab sich wesentlich bestimmt von dem Ableitewiderstand des Zählrohres, sodann von der Füllung. Diese bedingt den kleinstmöglichen Wert des Ableitewiderstandes, bei dem noch ein einwandfreies Abreißen der Entladung stattfindet.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre mit Dampfzusatz wurde zu 100 Proz. bestimmt.

Bei der Bestimmung des Auflösungsvermögens des Verstärkers nach der Methode des Zufallskoinzidenzen wurde eine besondere Art von Schauerkoinzidenzen gefunden. Diese Koinzidenzen rühren von sogenannten gekoppelten Höhenstrahlen her, großen in der Luft entstehenden Schauern. Sie wurden nachgewiesen über Flächen bis zu 1200 m² und werden durch 10 cm Blei weitgehend absorbiert.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. W. Kolhörster, habe ich zu danken für die Anregung zu dieser Arbeit und für die Förderung, die er ihr stets zuteil werden ließ.

Berlin-Dahlem, Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin.

(Eingegangen 19. März 1940)

Untersuchungen über Doppel-Koinzidenzanordnungen

Von Werner-Walther Dittrich[1])

Mitteilung des Institutes für Höhenstrahlenforschung an der Universität Berlin, Berlin-Dahlem

1. Einleitung

Bei Höhenstrahlenmessungen verwendet man jetzt neben der Ionisationskammer immer mehr Zählrohrkoinzidenzanordnungen, die durch die bedeutend bessere Ausblendung der Höhenstrahlen eine weit genauere Apparatur darstellen. Die Zählrohre haben auch gegenüber der Ionisationskammer den Vorzug, daß sie keine Reststrahlung aufweisen. Anderseits ist es aber sehr schwierig, Zählrohre herzustellen, die längere Zeit hindurch fehlerlos arbeiten. Es treten daher auch hier bisweilen Störungen auf, durch die die Registrierung unterbrochen wird. Um nun die bei Höhenstrahlenmessungen so wichtige Kontinuität der gewonnenen Resultate zu wahren, lag der Gedanke nahe, zwei Koinzidenzapparaturen so anzuordnen, daß sie sich gegenseitig kontrollieren. Derartige Doppelkoinzidenzanordnungen lassen apparative Schwankungen, die die Resultate verfälschen könnten, sofort erkennen. Wenn nämlich die Angaben der beiden Apparate erheblich voneinander abweichen, kann man schließen, daß die Koinzidenzzahl des einen durch irgendwelche Veränderungen in der Apparatur — wie schlechtes Arbeiten des Zählrohres, Versagen von Verstärkerröhren u. a. — vermehrt oder vermindert wurde. Man kann dann dementsprechend Abhilfe schaffen und benutzt zur Verarbeitung nur die Werte des ungestörten Apparates, wodurch die Registrierung keine Unterbrechung erleidet. Dieser Schluß ist natürlich nur dann im vollen Umfange zulässig, wenn die beiden Apparaturen von identischen Höhenstrahlenbündeln getroffen werden.

Kolhörster (1), der in Berlin-Dahlem solche Apparaturen erstmalig in Betrieb genommen hatte, ordnete die Zählrohre der beiden Zweifachkoinzidenzverstärker so untereinander an, daß

1) D Graz.

immer das erste und dritte bzw. zweite und vierte Zählrohr in Koinzidenz geschaltet waren. Dabei hatten alle vier Zählrohre sowohl gleiche Länge als auch gleichen Radius und waren symmetrisch angeordnet. Diese Aufstellung wurde dann wegen ihres Querschnittes „zylindrische Anordnung" (vgl. Fig. 9) benannt. Später änderte Kolhörster die Anordnung dadurch ab, daß unter Beibehaltung der gleichen Länge der Radius der beiden inneren Zählrohre soweit verkleinert wurde, bis der Öffnungswinkel der beiden Apparaturen identisch war. Diese Aufstellung erhielt die Bezeichnung „konische Anordnung" (vgl. Fig. 5). Man hoffte, durch diese identische Höhenstrahlenbündel zu erfassen und dadurch eine wesentliche Verbesserung zu erreichen.

Die vorliegende Arbeit soll nun auf Grund geometrischer Überlegung feststellen, ob die konische Anordnung tatsächlich eine Verbesserung gegenüber der zylindrischen darstellt, wie groß diese ist und ob es Anordnungen gibt, die in dieser Hinsicht an sie gestellten Forderungen besser erfüllen. Die Absorption wird hier vernachlässigt, da die zu durchdringenden Massen bei beiden Apparaturen fast gleich sind. Ferner wird die Ansprechwahrscheinlichkeit der Rohre als gleich 1 angenommen. Anschließend wird mit Hilfe des umfangreichen Materials Rechnung und Beobachtung verglichen.

Um feststellen zu können, welche Anordnung vorzuziehen ist bzw. wieweit diese Anordnung ihren Zweck erfüllt, muß man wissen, wie groß der Prozentsatz der „fremden" Strahlen ist. Unter fremden Strahlen wollen wir solche verstehen, die nur die eine, nicht aber die andere Apparatur zum Ansprechen bringen. Je kleiner sich dieser Prozentsatz dann erweist, um so besser ist die Anordnung für ihre Verwendung geeignet. Wie später noch eingehend ausgeführt wird, läßt sich die Berechnung dieses Anteiles des einfallenden Höhenstrahlenbündels immer auf die Berechnung der Stoßzahl von Zweifachkoinzidenzanordnungen zurückführen. Diese muß also zunächst bestimmt werden.

2. Bestimmung der Stoßzahl einer Zweifachkoinzidenzanordnung

Die Lösung dieser Aufgabe ist nun allerdings schon in den Arbeiten von Tuwim (2) und später Janossy (3) über die Berechnung der Richtungsverteilung der Höhenstrahlen enthalten, jedoch sind die Formeln von Tuwim für rechnerische Zwecke nahezu unbrauchbar und auch die wesentlich durchsichtigeren Resultate von Janossy sind noch viel zu kompliziert. Zudem ist Janossy in seinen Berechnungen ein kleiner Irrtum unterlaufen (der allerdings, wie festgestellt wurde, seine Ergebnisse nicht wesentlich beeinflußt), so daß es zweckmäßig erscheint, das Problem von Grund auf nochmals und mit größerer Übersichtlichkeit darzustellen. Dabei wollen wir uns auf Vertikalanordnungen (Koinzidenzanordnungen mit vertikaler Achsenebene) beschränken, da es sich bei dem eingangs aufgerollten Problem zunächst ausschließlich um Messungen der Vertikalintensität der Höhenstrahlen handelt.

Wie Tuwim und Janossy ausgeführt haben, ist die Zahl der Höhenstrahlen, die ein oder mehrere Zählrohre in Koinzidenzanordnung durchsetzen,

$$K(p) = \int_{\mathfrak{s}} \Re(\mathfrak{s}) \cdot \mathfrak{E}(\mathfrak{s}, p)\, d\omega\,. \qquad (1)$$

Dabei ist $\Re(\mathfrak{s})$ die Richtungsverteilung der Strahlen, d. h. $\Re(\mathfrak{s})\, d\omega$ die Anzahl der je Zeiteinheit in der Richtung $\mathfrak{s}$ mit dem Öffnungswinkel ω auf die Flächeneinheit auftreffenden Strahlen. $\mathfrak{E}(\mathfrak{s}, p)$, die Größe der gemeinsamen Projektionsfläche der Zählrohre auf eine zu $\mathfrak{s}$ senkrecht stehende Ebene, stellt den von den Ausmaßen der Zählrohre und deren Lage im Raum (charakterisiert durch den oder die Parameter p) abhängigen Faktor im Ausdruck für die Koinzidenzzahl dar. Tuwim spricht in diesem Sinne von „Empfindlichkeit" der Zählrohranordnung. Im folgenden soll jedoch, um Mißverständnissen vorzubeugen und die Bedeutung von Anfang an hervortreten zu lassen, die Bezeichnung „wirksame Fläche" bevorzugt werden. Die Integration erfolgt über alle Strahlenrichtungen $\mathfrak{s}$, im allgemeinen Fall also über die Richtungen der oberen Himmelshalbkugel. Wir können nun zur Lösung unserer Aufgabe einige vereinfachende Voraussetzungen machen. Wie auch Janossy in seiner „Neuen Zählrohr- und Koinzidenztheorie" (3), nehmen wir eine azimutal-symmetrische Richtungsverteilung an und können daher $\Re(\mathfrak{s}) = \Re(\vartheta)$ setzen, wenn ϑ den Winkel zwischen Strahlenvektor und der Vertikalen bedeutet, da die Richtungsverteilung dann von Drehungen um die Vertikale als unabhängig angesehen werden kann.

Linke (4) stellte schon durch Ionisationskammermessungen eine $\cos^2$-Verteilung der Höhenstrahlen fest; später wurde durch Medicus (5) und Janossy (3) diese Tatsache bestätigt, und wir können daher $\Re(\vartheta)$ proportional $\cos^2\vartheta$ annehmen. Da nur Vertikalanordnungen betrachtet werden, entfällt die Notwendigkeit der Einführung von Richtungsparametern p; die wirksame Fläche hängt also nur von der Strahlenrichtung $\mathfrak{s}$ ab. Die Formel (1) geht also über in

$$K = K_0 \int \cos^2\vartheta \cdot \mathfrak{E}(\mathfrak{s})\, d\omega\,. \qquad (2)$$

K_0 bedeutet die Anzahl der Strahlen, die in der Zeiteinheit auf einen cm² in vertikaler Richtung einfallen.

Zur Festlegung der Strahlenrichtung im Raume führt man nun praktisch ein Polarkoordinatensystem ein, das mit den Zählrohren fest verbunden ist. $\mathfrak{a}$ sei die Richtung der Zählrohrachsen, $\mathfrak{g}$ die Richtung der Verbindungslinie der Zählrohrzentren, $\mathfrak{n}$ die Richtung der Normalen zur Ebene $(\mathfrak{a}, \mathfrak{g})$ (Fig. 1). Der Durchstoßpunkt von $\mathfrak{a}$ auf der Einheitskugel sei der Pol, dann ist $\mathfrak{s}$ durch φ (Azimut) und ε (Komplement der Höhe) bestimmt. Da wir uns — wie schon gesagt — auf Vertikalanordnungen beschränken, fällt $\mathfrak{g}$ mit der Richtung der Vertikalen zusammen. Nach einem Satz der sphärischen Trigonometrie ist, wie auch aus Fig. 2 ersichtlich,

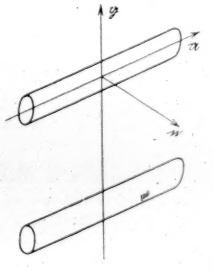


Fig. 1.

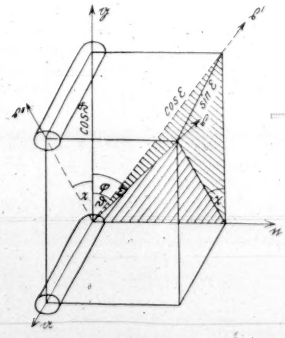


Fig. 2.

$$\cos\vartheta = \cos\varphi \cdot \cos\varepsilon.$$

Wir setzen nun dies und zugleich $d\omega = \sin(90 - \varepsilon)\, d\varphi d\varepsilon = \cos\varepsilon d\varphi d\varepsilon$ in Gleichung (2) ein und erhalten:

$$K = K_0 \int_{\varepsilon}\int_{\varphi} \cos^3\varepsilon \cdot \cos^2\varphi \cdot \Xi(\varphi, \varepsilon) d\varepsilon d\varphi .$$

Dieser Ausdruck geht mit Einführung der Integrationsgrenzen über in:

$$K = K_0 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} d\varphi \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos^3\varepsilon \cdot \cos^2\varphi \cdot \Xi(\varphi, \varepsilon) d\varepsilon . \quad (3)$$

Die wirksame Fläche $\Xi(\varphi, \varepsilon)$ ist, wie oben erwähnt, die gemeinsame Projektion oder der gemeinsame Schatten der beiden Zählrohre auf eine zur Strahlenrichtung normale Ebene (Fig. 3a).

Die Form des Schattenbildes eines einzelnen Rohres der Länge l und des Radius r ist, wie leicht ersichtlich, ein Rechteck, dessen Seiten $l \cdot \cos\varepsilon$ (Fig. 3b) und $2r$ betragen, mit zwei an die Seiten $2r$ angesetzten Halbellipsen, deren Halbachsen r und $r \cdot \sin\varepsilon$ sind. Solange $l \gg r$ — bei den zur Zeit in Dahlem verwendeten Zählrohren ist $r/l = 0{,}027$, also diese Bedingung stets erfüllt — und nicht zu große Strahlenneigungen betrachtet werden müssen, kann man von den Halbellipsen absehen und sich auf das Rechteck beschränken.

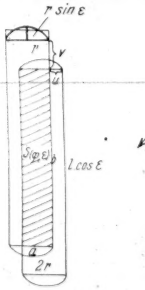


Fig. 3a.

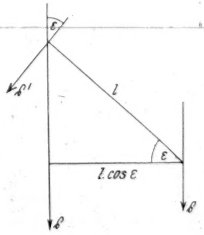


Fig. 3b.

Die gemeinsame Projektionsfläche zweier übereinander angeordneter Rohre mit parallelen Achsen erhält unter der Voraussetzung $l \gg r$ (die andere Voraussetzung ist bei den gewöhnlichen Anordnungen ohnehin erfüllt, da allzu geneigte Strahlenrichtungen auf keinen Fall mehr einen Schatten liefern) ebenfalls die Form eines Rechteckes, dessen Seiten wir a und b nennen wollen. Wir nehmen zunächst die Radien der beiden Rohre als gleich an. Bezeichnen wir dann mit u und v die Verschiebungen der beiden gleichen Rohrprojektionsflächen gegeneinander in deren Seitenrichtungen, so ist

$$a = 2r - u\,; \qquad b = l\cos\varepsilon - v \quad \text{(Fig. 3a)}$$

und damit

$$\Xi(\varphi, \varepsilon) = a \cdot b = (2r - u)(l \cdot \cos\varepsilon - v) .$$

Wie man sich überlegen kann, ist u nur abhängig vom Winkel zwischen den Ebenen $(\mathfrak{a},\mathfrak{g})$ und $(\mathfrak{a},\mathfrak{s})$; dies ist, wie aus Fig. 2 leicht ersichtlich, φ.

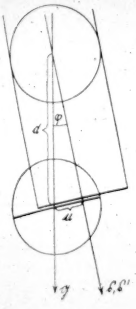


Fig. 4a.

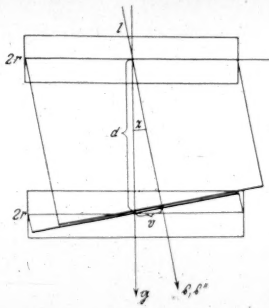


Fig. 4b.

Die Verschiebung bleibt nämlich konstant, wenn φ konstant bleibt und ε sich ändert, der Strahl sich also in einer Ebene, die konstanten Winkel mit der $(\mathfrak{a},\mathfrak{g})$-Ebene hat, bewegt. Für v ist dieser Winkel

$$\chi = \sphericalangle\left[(\mathfrak{n},\mathfrak{g}),(\mathfrak{n},\mathfrak{s})\right].$$

Bezeichnet man den Abstand der Zählrohrachsen mit d, so ist (Fig. 4a, b):

$$u = d\sin\varphi\,,$$
$$v = d\cdot\sin\chi\,.$$

Die wirksame Fläche ist daher:

$$\mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon) = 2rl\left(1-\frac{d}{2r}\sin\varphi\right)\left(\cos\varepsilon-\frac{d}{l}\sin\chi\right). \qquad (4)$$

χ berechnet sich aus φ und ε folgend (Fig. 2):

$$\operatorname{tg}\chi = \frac{\sin\varepsilon}{\cos\varepsilon\cdot\cos\varphi}\,,$$

$$\sin^2\chi = \frac{\operatorname{tg}^2\chi}{1+\operatorname{tg}^2\chi} = \frac{\dfrac{\sin^2\varepsilon}{\cos^2\varepsilon\cdot\cos^2\varphi}}{1+\dfrac{\sin^2\varepsilon}{\cos^2\varepsilon\cdot\cos^2\varphi}} = \frac{\sin^2\varepsilon}{\cos^2\varepsilon-\sin^2\varphi\cos^2\varepsilon+\sin^2\varepsilon}\,,$$

$$\sin\chi = \frac{\sin\varepsilon}{\sqrt{1-\sin^2\varphi\cdot\cos^2\varepsilon}}\,.$$

Janossy setzt hier irrtümlich $\sin\chi = \sin\varepsilon\cdot\cos\varphi$[1]). Das Integral in Gleichung (3) würde sich bei Einsetzen des exakten Wertes nicht brauchbar auswerten lassen, und es ist daher versucht worden, durch eine tragbare Vernachlässigung den Ausdruck für $\sin\chi$ zu vereinfachen. Da nun φ bei einer Doppelkoinzidenzanordnung tatsächlich kaum über 15° hinauswächst, ε hingegen im Mittel der verschiedenen Strahlenrichtungen sicher über 30° bleibt, kann der Wurzelausdruck in erster Näherung zweifellos 1 gesetzt werden. Der Fehler ist dabei wesentlich geringer als der, der durch den Ansatz $\sin\chi = \sin\varepsilon\cdot\cos\varphi$ gemacht wird. Es wurden auch die Ergebnisse Janossys mit $\sin\chi = \sin\varepsilon$ berechnet, wobei die Konstanten der Richtungsverteilung wohl zahlenmäßig verändert herauskamen, die daraus gezogenen Schlüsse jedoch im wesentlichen unbeeinflußt blieben. Mit $\sin\chi = \sin\varepsilon$ wird Gleichung (4)

$$\mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon) = 2rl\left(1-\frac{d}{2r}\sin\varphi\right)\left(\cos\varepsilon-\frac{l}{d}\sin\varepsilon\right). \qquad (5)$$

Aus Symmetriegründen ergibt sich, daß $\mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon)$ für φ von $-\frac{\pi}{2}$ bis 0 dieselben Werte durchläuft, wie von 0 bis $+\frac{\pi}{2}$; dasselbe gilt für ε. Man erhält also, wenn man die Integrationen nach φ sowie ε nur von 0 bis $\frac{\pi}{2}$ erstreckt, den vierten Teil des gesuchten Wertes. Nun wäre es aber unrichtig, Gleichung (3) unter Einsetzung des Wertes Gleichung (5) für $\mathfrak{F}$ formal bis zu den Grenzen $\frac{\pi}{2}$ zu integrieren, da sinngemäß die wirksame Fläche keine negativen Werte annehmen darf, sondern außerhalb der durch $a=0$ und $b=0$ bestimmten Grenzwinkel φ_0 und ε_0 überall 0 gesetzt werden muß.

1) Janossy verwendete für diese beiden Winkel die Bezeichnungen ε und ψ, während wir sinnvoller φ und ε benutzen.

Diese Grenzwinkel sind aber gegeben durch:

$$1-\frac{d}{2r}\sin\varphi_0=0\,,\qquad \cos\varepsilon_0-\frac{d}{l}\sin\varepsilon_0=0\,,$$

$$\sin\varphi_0=\frac{2r}{d}\,,\qquad \operatorname{tg}\varepsilon_0=\frac{l}{d}\,.$$

$$\mathfrak{E}(\varphi,\varepsilon)\begin{cases}=2rl\left(1-\dfrac{d}{2r}\sin\varphi\right)\left(\cos\varepsilon-\dfrac{d}{l}\sin\varepsilon\right) & \text{für } 0<\varphi<\varphi_0\\ & 0<\varepsilon<\varepsilon_0\\ =0 \quad \text{für} \quad \varphi>\varphi_0,\varepsilon>\varepsilon_0\end{cases}$$

Zusammenfassend ist also:

Wir setzen nun Gleichung (5) in Gleichung (3) ein und erhalten:

$$K=8rlK_0\int_0^{\varphi_0}\int_0^{\varepsilon_0}\cos^3\varepsilon\cdot\cos^2\varphi\left(1-\frac{d}{2r}\sin\varphi\right)\left(\cos\varepsilon-\frac{d}{l}\sin\varepsilon\right)d\varphi\cdot d\varepsilon\,, \tag{6}$$

$$\varphi_0=\arcsin\frac{2r}{d}\,,\qquad \varepsilon_0=\operatorname{arc\,tg}\frac{l}{d}\,.$$

Für die spätere Verwendung ist es vorteilhaft, das Integral zunächst für allgemeine Grenzen auszuwerten und erst nachher die besonderen Werte einzusetzen.

$$K=8rlK_0\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\cos^2\varphi\left(1-\frac{d}{2r}\sin\varphi\right)d\varphi\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^3\varepsilon\left(\cos\varepsilon-\frac{d}{l}\sin\varepsilon\right)d\varepsilon\,,$$

$$J_\varepsilon=\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^3\varepsilon\left(\cos\varepsilon-\frac{d}{l}\sin\varepsilon\right)d\varepsilon=\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^4\varepsilon\,d\varepsilon-\frac{d}{l}\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^3\varepsilon\sin\varepsilon\,d\varepsilon\,,$$

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^4\varepsilon\,d\varepsilon=\frac{\sin\varepsilon\cos^3\varepsilon}{4}\Big|_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}+\frac{3}{4}\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^2\varepsilon\,d\varepsilon\,,$$

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^2\varepsilon\,d\varepsilon=\left[\frac{\sin\varepsilon\cos\varepsilon}{2}+\frac{\varepsilon}{2}\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2},$$

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^4\varepsilon\,d\varepsilon=\frac{1}{8}\left[3\varepsilon+3\sin\varepsilon\cos\varepsilon+2\sin\varepsilon\cos^3\varepsilon\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}$$

$$-\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}\cos^3\varepsilon\sin\varepsilon\,d\varepsilon=\left[\frac{\cos^4\varepsilon}{4}-\frac{1}{4}\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}.$$

Die Integrationskonstante wird zur Vereinfachung der Endformel $\frac{1}{4}$ gewählt.

$$J_\varepsilon=\frac{1}{8}\left[3\varepsilon+3\sin\varepsilon\cos\varepsilon+2\left(\sin\varepsilon\cos^3\varepsilon-\frac{d}{l}\,(1-\cos^4\varepsilon)\right)\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}$$

$$=\frac{1}{8}\left[3\varepsilon+3\sin\varepsilon\cos\varepsilon+2\left(\frac{1}{\operatorname{tg}\varepsilon}-\frac{d}{l}\right)(1-\cos^4\varepsilon)-\frac{2}{\operatorname{tg}\varepsilon}\,(1-\cos^4\varepsilon)+2\sin\varepsilon\cos^3\varepsilon\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2},$$

$$\frac{1-\cos^4\varepsilon}{\operatorname{tg}\varepsilon}=\sin\varepsilon\cos\varepsilon(1+\cos^2\varepsilon)\,.$$

$$J_\varepsilon=\frac{1}{8}\left[3\varepsilon+\sin\varepsilon\cdot\cos\varepsilon+2\left(\frac{1}{\operatorname{tg}\varepsilon}-\frac{d}{l}\right)(1-\cos^4\varepsilon)\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}, \tag{7}$$

$$J_\varphi = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos^2\varphi \left(1 - \frac{d}{2r}\sin\varphi\right) d\varphi = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos^2\varphi\, d\varphi - \frac{d}{2r}\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos^2\varphi \cdot \sin\varphi\, d\varphi$$

$$= \left[\frac{\sin\varphi \cdot \cos\varphi}{2} + \frac{\varphi}{2}\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} + \left[\frac{d}{6r}\cos^3\varphi\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} = \left[\frac{1}{2}(\varphi + \sin\varphi\cos\varphi) + \frac{d}{6r}\cos^3\varphi\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2},$$

$$K = K_0 \cdot r \cdot l\left[\frac{1}{2}(\varphi + \sin\varphi \cdot \cos\varphi) + \frac{d}{6r}\cos^3\varphi\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cdot \left[3\varepsilon + \sin\varepsilon \cdot \cos\varepsilon + 2\left(\frac{1}{\operatorname{tg}\varepsilon} - \frac{d}{l}\right)(1 - \cos^4\varepsilon)\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}. \quad (8)$$

Diese Formel für allgemeine Integrationsgrenzen geht nun für $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \varphi_0$, $\varepsilon_1 = 0$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$ über in

$$K = K_0 \cdot r \cdot l\left[\frac{1}{2}(\varphi_0 + \sin\varphi_0 \cdot \cos\varphi_0) - \frac{d}{6r}(1 - \cos^3\varphi_0)\right] \cdot (3\varepsilon_0 + \sin\varepsilon_0 \cdot \cos\varepsilon_0), \quad (9)$$

$$\varphi_0 = \arcsin\frac{2r}{d}, \qquad \varepsilon_0 = \operatorname{arc\,tg}\frac{l}{d}.$$

Wenn nun die Voraussetzung $l \gg r$ nicht erfüllt ist, dagegen noch immer $l > r$ ist, darf man die Halbellipsen bei $\mathfrak{F}(\varphi, \varepsilon)$ nicht mehr vernachlässigen, da der Fehler zu groß wird. Man kann ihn aber wesentlich verringern, wenn man die Halbellipsen durch flächengleiche Rechtecke annähert (Fig. 3a). Die Halbachsen dieser Ellipsen sind, wie schon erwähnt, r und $r \cdot \sin\varepsilon$, der Flächeninhalt der Halbellipse daher $\frac{r^2\pi}{2}\sin\varepsilon$. Dem flächengleichen Rechteck kann man daher vorteilhaft die Seiten $2r$ und $\frac{r\pi\sin\varepsilon}{4}$ geben. Wie früher (S. 258) ist $a = 2r - u$, aber nach Fig. 3a

$$b = l \cdot \cos\varepsilon + \frac{r\pi}{2}\sin\varepsilon - v$$

für u und v eingesetzt, ergibt sich die wirksame Fläche

$$\mathfrak{F}(\varphi, \varepsilon) = 2rl\left(1 - \frac{d}{2r}\sin\varphi\right)\left(\cos\varepsilon - \frac{d - \frac{r\pi}{2}}{l}\sin\varepsilon\right).$$

Es ändert sich also im Integral lediglich $\frac{l}{d}$ und daher ε_0. Die Formeln (8) und (9) schreiben sich nun für diesen Fall:

$$K = K_0 \cdot r \cdot l\left[\frac{1}{2}(\varphi + \sin\varphi \cdot \cos\varphi) + \frac{d}{6r}\cos^3\varphi\right]_{\varphi_1}^{\varphi_2} \times \left[3\varepsilon + \sin\varepsilon \cdot \cos\varepsilon + 2\left(\frac{1}{\operatorname{tg}\varepsilon} - \frac{d - \frac{r\pi}{2}}{l}\right)(1 - \cos^4\varepsilon)\right]_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2}; \quad (8')$$

$$K = K_0 \cdot r \cdot l\left[\frac{1}{2}(\varphi_0 + \sin\varphi_0 \cdot \cos\varphi_0) - \frac{d}{6r}(1 - \cos^3\varphi_0)\right](3\varepsilon_0 + \sin\varepsilon_0\cos\varepsilon_0), \quad (9')$$

$$\varphi_0 = \arcsin\frac{2r}{d}, \qquad \varepsilon_0 = \operatorname{arc\,tg}\frac{l}{d - \frac{r\pi}{2}}.$$

Wir formen nunmehr die Formel (9) für Zählrohre mit verschiedenen Radien um. Da alle sonstigen Voraussetzungen unserer früheren Überlegungen auch hier erfüllt sind, erhält man aus Gleichung (3), wenn man wieder berücksichtigt, daß $\mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon)$ für $\varphi > \varphi_0$, $\varepsilon > \varepsilon_0$ verschwindet,

$$K = 4 K_0 \int_0^{\varepsilon_0} \int_0^{\varphi_0} \cos^3\varepsilon \cdot \cos^2\varphi \cdot \mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon)\, d\varphi\, d\varepsilon , \qquad (10)$$

$$\mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon) = a \cdot b .$$

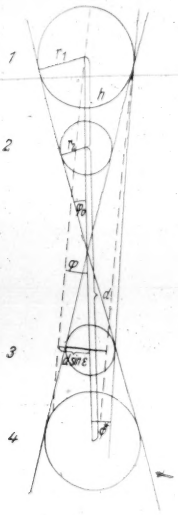


Fig. 5

Fig. 6.

Wie in Fig. 5 und 6 anschaulich dargestellt, überdeckt der Schatten des Zählrohres 1 den von Zählrohr 3 in seitlicher Richtung vollkommen, solange $0 < \varphi < \varphi^*\left(\sin\varphi^* = \frac{r_1 - r_2}{d}\right)$. Es ist also $b = 2r_2$.

Für größere φ ist $b = r_1 + r_2 - d\sin\varphi$. a ist unabhängig von den Radien und ergibt sich daher genau wie früher.

Wir haben also zusammenfassend:

$$\mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon) = 2r_2(l\cos\varepsilon - d\sin\varepsilon)$$

für $0 < \varphi < \arcsin\frac{r_1 - r_2}{d} = \varphi^*$,

$$\mathfrak{F}(\varphi,\varepsilon) = (r_1 + r_2 - d\sin\varphi)(l\cos\varepsilon - d\sin\varepsilon)$$

für

$$\varphi^* = \arcsin\frac{r_1 - r_2}{d} < \varphi < \varphi_0 = \arcsin\frac{r_1 + r_2}{d} .$$

Wenn wir nun in Gleichung (10) einsetzen, spaltet sich das Integral in K_{I} und K_{II}.

$$K_{\mathrm{I}} = 8 K_0 \cdot r_2 \cdot l \int_0^{\varphi^*} \cos^2\varphi\, d\varphi \int_0^{\varepsilon_0} \cos^3\varepsilon \left(\cos\varepsilon - \frac{d}{l}\sin\varepsilon\right) d\varepsilon = 8 K_0 \cdot r_2 \cdot l \cdot \frac{1}{2}\,(\varphi^* + \sin\varphi^*\cos\varphi^*) \cdot J_\varepsilon ,$$

$$K_{\mathrm{II}} = 4 K_0 (r_1 + r_2) l \int_{\varphi^*}^{\varphi_0} \cos^2\varphi \left(1 - \frac{d}{r_1 + r_2}\sin\varphi\right) d\varphi \int_0^{\varepsilon_0} \cos^3\varepsilon \left(\cos\varepsilon - \frac{d}{l}\sin\varepsilon\right) d\varepsilon$$

$$= 4 K_0 (r_1 + r_2) \cdot l \left[\frac{1}{2}(\varphi + \sin\varphi\cos\varphi) + \frac{d}{3(r_1 + r_2)}\cos^3\varphi\right]_{\varphi^*}^{\varphi_0} \cdot J_\varepsilon .$$

Setzt man nun für J_ε nach Gleichung (7) ein, so erhält man:

$$K = K_0 \cdot \frac{l}{4}\left[(r_1 + r_2)(\varphi_0 + \sin\varphi_0\cos\varphi_0) - (r_1 - r_2)(\varphi^* + \sin\varphi^*\cos\varphi^*) - \frac{2d}{3}(\cos^3\varphi^* - \cos^3\varphi_0)\right] \times (3\varepsilon_0 + \sin\varepsilon_0\cos\varepsilon_0) , \qquad (11)$$

$$\varphi^* = \arcsin\frac{r_1 - r_2}{d} , \qquad \varphi_0 = \arcsin\frac{r_1 + r_2}{d} , \qquad \varepsilon_0 = \operatorname{arc\,tg}\frac{l}{d} .$$

Wie man sich durch Einsetzen überzeugt, geht diese Formel für $r_1 = r_2$ in Gleichung (9) über. Ähnlich wie bei Zählrohren mit gleichem Durchmesser kann man auch diese Formel für den Fall, daß $l \gg r$ nicht erfüllt ist, abändern.

$$\Xi(\varphi,\varepsilon) = 2r_2\left(l\cos\varepsilon - \left[d - \frac{(r_1+r_2)\pi}{4}\right]\sin\varepsilon\right) = 2r_2 l\left(\cos\varepsilon - \frac{d - \frac{(r_1+r_2)\pi}{4}}{l}\sin\varepsilon\right)$$

für $0 < \varphi < \varphi^*$,

$$\Xi(\varphi,\varepsilon) = (r_1+r_2-u)\left(l\cos\varepsilon + \frac{r_1\pi}{4}\sin\varepsilon + \frac{r_2\pi}{4}\sin\varepsilon - v\right)$$

$$= l(r_1+r_2)\left(1 - \frac{d}{r_1+r_2}\sin\varphi\right)\left(\cos\varepsilon - \frac{d - \frac{r_1+r_2}{4}\pi}{l}\sin\varepsilon\right)$$

für $\varphi^* < \varphi < \varphi_0$,

$$K = K_0 \cdot \frac{l}{4}\left[(r_1+r_2)(\varphi_0 + \sin\varphi_0\cos\varphi_0) - (r_1-r_2)(\varphi^* + \sin\varphi^*\cos\varphi^*) - \frac{2d}{3}(\cos^3\varphi^* - \cos^3\varphi_0)\right] \times (3\varepsilon_0 + \sin\varepsilon_0\cdot\cos\varepsilon_0),$$

$$\varphi^* = \arcsin\frac{r_1-r_2}{d}, \qquad \varphi_0 = \arcsin\frac{r_1+r_2}{d}, \qquad \varepsilon_0 = \operatorname{arc\,tg}\frac{l}{d - \frac{r_1+r_2}{4}\pi}.$$

Die Berechnung der Koinzidenzzahlen von Zweifachkoinzidenzanordnungen setzt uns nun instand, das eingangs angedeutete Problem, die Ermittlung der „fremden" Strahlen einer Doppelzweifachanordnung, in Angriff zu nehmen. Unter fremden Strahlen verstanden wir jene, die eine der beiden Zählrohranordnungen, etwa die Zählrohre 1 und 3, durchsetzen, nicht aber die andere, 2 und 4. Wir wollen mit $K_{i,k}$ die Anzahl der zugleich durch die Zählrohre i und k hindurchgehenden Strahlen bezeichnen und unter x die Zahl der Höhenstrahlen, die nur eine Apparatur der Doppelkoinzidenzanordnung zum Ansprechen bringen, ausgedrückt in Teilen der Koinzidenzzahl dieser Apparatur, verstehen.

3. Bestimmung von x für eine „zylindrische Anordnung"

$K_{1,3}$ und $K_{2,4}$, die Anzahlen der durch die Zählrohre 1 und 3 bzw. 2 und 4 hindurchgehenden Strahlen, sind selbstverständlicherweise der gleichartigen geometrischen Verhältnisse gleich, die Mengen $[K_{1,3}]$ und $[K_{2,4}]$ sind jedoch nicht identisch, sondern stehen in der durch Fig. 7 angedeuteten Beziehung. Hierbei sind die Kreise $K_{1,3}$ und $K_{2,4}$ Symbole für die Mengen $[K_{1,3}]$ bzw. $[K_{2,4}]$. Unsere Aufgabe ist es, die Anzahl jener Strahlen zu ermitteln, die Elemente der Menge $[K_{1,3}]$, nicht aber der Menge $[K_{2,4}]$ sind, in der Ausdrucksweise der Mengenlehre also die Menge

$$[K_{1,3}]\cdot\overline{[K_{2,4}]} = [K_{1,3}] - [K_{1,3}]\cdot[K_{2,4}].$$

Da aber

$$[K_{1,3}]\cdot[K_{2,4}] = [K_{1,2,3,4}],$$

so ist

$$[K_{1,3}]\cdot\overline{[K_{2,4}]} = [K_{1,3}] - [K_{1,2,3,4}].$$

Es ist also

$$x = \frac{K_{1,3} - K_{1,2,3,4}}{K_{1,3}} \qquad (12)$$

Die Anzahl der Strahlen, die beide Apparaturen, also alle vier Zählrohre treffen, ist gleich der, die die Zählrohre 1 und 4 durchlaufen; denn es ist

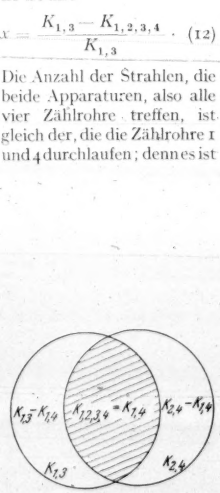


Fig. 7.

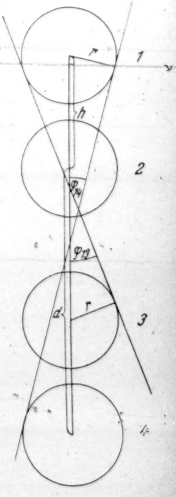


Fig. 8.

klar, daß Strahlen, die durch 1 und 4 gehen, bei Zylinderanordnung auch durch 2 und 3 gehen müssen (Fig. 8).

$$K_{1,2,3,4} = K_{1,4}\,, \qquad x = \frac{K_{1,3} - K_{1,4}}{K_{1,3}}\,.$$

Wir bezeichnen mit φ_{13} den Öffnungswinkel der Zählrohre 1 und 3, mit φ_{14} den der Rohre 1 und 4, mit h den Abstand der Achsen der Rohre 1 und 2 bzw. 3 und 4, mit d den der Rohre 1 und 3 bzw. 2 und 4.

Dann ergibt sich aus Formel (9):

$$K_{1,3} = K_0 \cdot r \cdot l \left| \frac{1}{2}(\varphi_{13} + \sin\varphi_{13}\cos\varphi_{13}) - \frac{d}{6r}(1 - \cos^3\varphi_{13}) \right| (3\varepsilon_{13} + \sin\varepsilon_{13}\cos\varepsilon_{13})\,,$$

$$\varphi_{13} = \arcsin\frac{2r}{d}\,, \qquad \varepsilon_{13} = \operatorname{arc\,tg}\frac{l}{d}\,.$$

$$K_{1,4} = K_0 \cdot r \cdot l \left| \frac{1}{2}(\varphi_{14} + \sin\varphi_{14}\cos\varphi_{14}) - \frac{d+h}{6r}(1 - \cos^3\varphi_{14}) \right| \cdot (3\varepsilon_{14} + \sin\varepsilon_{14}\cos\varepsilon_{14})$$

$$\varphi_{14} = \arcsin\frac{2r}{d+h}\,, \qquad \varepsilon_{14} = \operatorname{arc\,tg}\frac{l}{d+h}\,.$$

Durch die in diesem Abschnitt angestellten Überlegungen ist die Berechnung der fremden Strahlen auf die der Koinzidenzzahlen von Zweifachkoinzidenzanordnungen zurückgeführt worden. Da diese in Abschnitt 2 durchgeführt wurde, kann man den Anteil der fremden Strahlen numerisch berechnen.

Bei einer in Berlin-Dahlem laufenden zylindrischen Apparatur sind die Abmessungen der Zählrohre:

$r = 2{,}4\,\text{cm}$, $l = 90\,\text{cm}$, $d = 18{,}75\,\text{cm}$, $h = 6{,}25\,\text{cm}$.

Es ergibt sich:

$$K_{1,3} = 3{,}307\,K_0 \cdot l$$
$$K_{1,4} = 0{,}915\,K_0 \cdot l$$
$$\underline{x = 27{,}2\ \text{Proz.}}$$

Verwendet man zur Berechnung von $K_{1,3}$ und $K_{1,4}$ die unter Berücksichtigung der Halbellipsen aufgestellten Formeln (8′ und 9′), so erhält man den gleichen Zahlenwert. Die Genauigkeit der Formel (9) genügt also für unsere Zählrohranordnungen.

Es treffen also 27,2 Proz. der Höhenstrahlen, die die eine Apparatur durchsetzen, nicht auch auf die andere. Wenn wir den Radius der Zählrohre vergrößern, wird die Doppelkoinzidenzapparatur für ihren Zweck ungeeigneter, denn für $l = 90$ cm, $r = 3{,}85$ cm, $d = 20{,}75$ cm, $h = 8{,}99$ cm ist

$$K_{1,3} = 3{,}009\,K_0 \cdot l$$
$$K_{1,4} = 2{,}004\,K_0 \cdot l$$
$$\underline{x = 33{,}4\ \text{Proz.}}$$

Es wäre also günstiger, die Durchmesser der Zählrohre noch weiter zu verkleinern. Damit würde wohl x kleiner gemacht werden, also der Anteil der fremden Strahlen geringer werden; die Koinzidenzzahl der Apparaturen würde aber mit dem Radius abnehmen und daher der statistische Fehler der Gesamtmessung größer werden. Z. B. bei Untersuchungen über den Tagesverlauf, der nur eine sehr kleine Amplitude hat, muß die Anzahl der Koinzidenzen sehr groß sein, damit man die Schwankung des Tagesverlaufes gegenüber der statistischen Schwankung erkennen kann. Zählrohre mit noch kleinerem Durchmesser würden also die Genauigkeit der Messungen beträchtlich verringern.

4. Bestimmung von x für eine „konische Anordnung"

Unter konischer Anordnung verstanden wir jene, bei der die Öffnungswinkel je zweier Rohre der Anordnung gleich waren. Die früher angestellte Überlegung über die Mengenverhältnisse gilt auch hier (Fig. 9). Zur Berechnung von

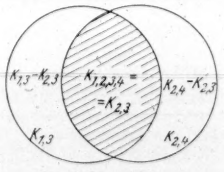


Fig. 9.

x ist hier wieder die Formel (12) gültig, die ja allgemein abgeleitet wurde. $K_{1,3}$ ist sofort aus Formel (11) zu bestimmen. Zur Ermittlung von $K_{1,2,3,4}$ wollen wir folgende Überlegungen anstellen: Beschränken wir uns auf die Projektion der einfallenden Strahlen auf die Ebene (n, g), so gilt (Fig. 5) $K_{1,2,3,4} = K_{2,3} \cdot J_\varphi$ in der

Tabelle I

Konstante Dimensionen der Anordnung	x für zylindrische Anordnung $r_1 = r_2$ in Proz.	x für konische Anordnung $r_1 : r_2 = (d+h) : (d-h)$ in Proz.
$r_1 = 3{,}85$ cm, $l = 90$ cm $d + h = 29{,}74$ cm $h - r_2 = 5{,}14$ cm	33.4	20.9
$r_1 = 2{,}4$ cm, $l = 90$ cm $d + h = 25$ cm $h - r_2 = 3{,}85$ cm	27.2	18.8

Formel (8) – nach der $K_{2,3}$ berechnet wird – kann also unverändert verwendet werden, während J_ε, wodurch die auf die Ebene der Zählrohrachsen (a, g) fallenden Projektionen charakterisiert werden, für die Zählrohre 1 und 4 berechnet werden muß. Hier ist also $K_{1,2,3,4} = K_{1,4}$. Es sind in Formel (8) die Grenzen $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = \text{arc sin}\,\frac{2r_2}{d-h}$, $\varepsilon_1 = 0$ und $\varepsilon_2 = \text{arc tg}\,\frac{l}{d+h}$ (nicht arc tg $\frac{l}{d}$). Für $r_1 = 2{,}4$ cm, $r_2 = 1{,}4$ cm, $l = 90$ cm, $d = 19{,}75$ cm und $h = 5{,}25$ cm ist

$$x = 18{,}8 \text{ Proz.}$$

Für die Anordnung mit größeren Zählrohren ($r_1 = 3{,}85$ cm, usw.)

$$x = 20{,}9 \text{ Proz.}$$

Wenn man nun die Resultate der Anordnungen mit gleichem Radius und Abstand der beiden äußeren Rohre untereinander vergleicht (Tab. I), so sieht man, daß die konische Anordnung um etwa $^1/_3$ besser als die zylindrische ist.

Die konische Anordnung ist also vorzuziehen, denn es gehen immerhin 79,1 Proz. der Höhenstrahlen, die die eine Apparatur durchsetzen, auch durch die andere, oder 65,3 Proz. $\left(= \frac{79{,}1}{100 + 20{,}9}\right)$ der Höhenstrahlen, die mindestens eine Apparatur treffen, durch beide. Bei der zylindrischen Anordnung sind die entsprechenden Zahlen: 72,8 Proz. und 57,2 Proz.

Da die Verbesserung durch eine konische Anordnung nicht sehr groß ist, wird nun im folgenden festzustellen versucht, ob nicht etwa solche Anordnungen, die hinsichtlich des Verhältnisses der Zählrohrradien zwischen der konischen und zylindrischen liegen (Fig. 10) und dementsprechend als „mittlere" zu bezeichnen wären, den in Rede stehenden Anforderungen im höheren Maße gerecht werden.

5. Bestimmung von x für „mittlere" Anordnungen

Formel (12) gilt auch natürlich für eine mittlere Anordnung:

$$x = \frac{K_{1,3} - K_{1,2,3,4}}{K_{1,3}}. \qquad 1$$

$K_{1,3}$ ist nach Formel (11) sofort zu berechnen. Zur Berechnung von $K_{1,2,3,4}$ sind ähnliche Überlegungen wie im Abschnitte 4 gültig. Für die Projektionen der Strahlen auf die Ebene (a, g) ist wieder $K_{1,2,3,4} = K_{1,4}$. Für die auf die (n, g)-Ebene fallenden Projektionen ist, wenn die Einfallswinkel kleiner als $\text{arc sin}\,\frac{r_1 - r_2}{h}$ bleiben,

$$K_{1,2,3,4} = K_{2,3}, \qquad 2$$

für größere Winkel $K_{1,2,3,4} = K_{1,4}$ (Fig. 10). Das Integral $K_{1,2,3,4}$ zerspaltet sich also in K' und K'', wobei

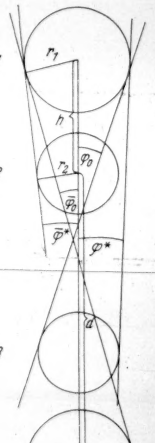


Fig. 10.

$$\left.\begin{aligned} K' &= K_{2,3} \quad \text{für} \quad 0 < \varphi < \bar{\varphi}^* = \text{arc sin}\,\frac{r_1 - r_2}{h} \\ K'' &= K_{1,4} \quad \text{für} \quad \bar{\varphi}^* < \varphi < \bar{\varphi}_0 = \text{arc sin}\,\frac{2r_1}{d+h} \end{aligned}\right\} 0 < \varepsilon < \bar{\varepsilon}_0 \,\text{arc tg}\,\frac{l}{d+h}, \qquad 3$$

$$K' + K'' = K_{1,2,3,4}. \qquad 4$$

Setzt man nun in die Formeln (8) und (11) ein, so erhält man:

$$K' = K_0 \cdot l \cdot r_2 \left[\frac{1}{2} (\bar{\varphi}^* + \sin\bar{\varphi}^* \cdot \cos\bar{\varphi}^*) - \frac{d-h}{6 r_2} (1 - \cos^3\bar{\varphi}^*) \right] \times \left[3\bar{\varepsilon}_0 + \sin\bar{\varepsilon}_0 \cos\bar{\varepsilon}_0 + \frac{4h}{l} (1 - \cos^4\bar{\varepsilon}_0) \right],$$

$$K'' = K_0 \cdot l \cdot r_1 \left[\frac{1}{2} (\bar{\varphi}_0 + \sin\bar{\varphi}_0 \cdot \cos\bar{\varphi}_0) - \frac{1}{2} (\bar{\varphi}^* + \sin\bar{\varphi}^* \cdot \cos\bar{\varphi}^*) - \frac{d+h}{6 r_1} (\cos^3\bar{\varphi}^* - \cos^3\bar{\varphi}_0) \right] \times (3\bar{\varepsilon}_0 + \sin\bar{\varepsilon}_0 \cdot \cos\bar{\varepsilon}_0),$$

$$\sin\bar{\varphi}^* = \frac{r_1 - r_2}{h}, \qquad \sin\bar{\varphi}_0 = \frac{2 r_1}{d+h}, \qquad \operatorname{tg}\bar{\varepsilon}_0 = \frac{l}{d+h},$$

$$K_{1,3} = K_0 \cdot \frac{l}{4} \left[(r_1 + r_2)(\varphi_0 + \sin\varphi_0 \cos\varphi_0) - (r_1 - r_2)(\varphi^* + \sin\varphi^* \cdot \cos\varphi^*) - \frac{2d}{3} (\cos^3\varphi^* - \cos^3\varphi_0) \right] \times (3\varepsilon_0 + \sin\varepsilon_0 \cdot \cos\varepsilon_0),$$

$$\sin\varphi^* = \frac{r_1 - r_2}{d}, \qquad \sin\varphi_0 = \frac{r_1 + r_2}{d}, \qquad \operatorname{tg}\varepsilon_0 = \frac{l}{d}.$$

Fig. 11 zeigt das mengenmäßige Verhalten der Größen $K_{1,3}$, $K_{1,4}$ und $K_{1,2,3,4}$. Es wird dadurch anschaulich gemacht, daß alle Strahlen, die durch die Zählrohre 1 und 3, nicht aber durch alle vier Zählrohre gehen, entweder 1 und 4 oder 2 und 3 treffen müssen, wie man sich auch aus Fig. 10 überlegen kann.

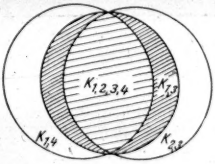


Fig. 11.

Tabellen II und III zeigen nun für zwei verschiedene Anordnungen das Verhalten von x bei Änderung von r_2 bzw. d. Es wurden nämlich l, $d+h$, r_1, $h-r_2$ konstant gehalten, d. h. der Abstand und Radius der äußeren Zählrohre, die Länge aller Zählrohre und der kürzeste Abstand der Wandungen der Zählrohre 1 und 2 bzw. 3 und 4 ist für alle Anordnungen einer Tabelle gleich.

Tabelle II

$l = 90$ cm, $r_1 = 2{,}4$ cm, $d + h = 25$ cm, $h - r_2 = 3{,}85$ cm

r_2	d	$K'/K_0 \cdot l$	$K''/K_0 \cdot l$	$K_{1,2,3,4}/K_0 \cdot l$	$K_{1,3}/K_0 \cdot l$	x Proz.	
2,4	18,75	0,000	0,951	0,951	1,307	27,2	zylindrisch
2,2	18,95	0,304	0,654	0,958	1,191	19,5	
2,0	19,15	0,530	0,399	0,929	1,069	13,1	
1,8	19,35	0,668	0,192	0,860	0,957	10,1	
1,6	19,55	0,698	0,047	0,745	0,842	11,5	
1,4	19,75	0,587	0,004	0,591	0,728	18,8	konisch

Tabelle III

$l = 90$ cm, $r_1 = 3{,}85$ cm, $d + h = 29{,}74$ cm, $h - r_2 = 5{,}14$ cm

r_2	d	$K'/K_0 \cdot l$	$K''/K_0 \cdot l$	$K_{1,2,3,4}/K_0 \cdot l$	$K_{1,3}/K_0 \cdot l$	x Proz.	
3,85	20,75	0,000	2,004	2,004	3,009	33,4	zylindrisch
3,6	21,0	0,443	1,587	2,030	2,784	27,1	
3,4	21,2	0,753	1,267	2,020	2,597	22,2	
3,2	21,4	1,008	0,983	1,991	2,420	17,7	
3,0	21,6	1,214	0,710	1,924	2,253	14,6	
2,8	21,8	1,361	0,468	1,829	2,075	11,8	
2,6	22,0	1,428	0,283	1,711	1,910	10,4	
2,4	22,2	1,422	0,126	1,548	1,742	11,1	
2,2	22,4	1,321	0,031	1,352	1,564	13,5	
2,0	22,6	1,122	0,005	1,127	1,424	20,9	konisch

Zur Veranschaulichung wurde noch der Verlauf von x mit r_2 graphisch dargestellt (Fig. 12 und 13). Es zeigt sich, daß x (obere Kurve in den Diagrammen) keineswegs etwa linear mit r_2 kleiner wird, was man vielleicht eher vermuten würde, sondern der Anteil der fremden Strahlen nimmt bei einer der mittleren Anordnungen, bei $r_2 = 1{,}75$ bzw. $r_2 = 2{,}60$ einen kleinsten Wert an. Es wurden auch noch für K', K'', $K_{1.2.3.4}$ und $K_{1.3}$ die Kurven gezeichnet.

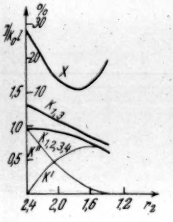


Fig. 12.

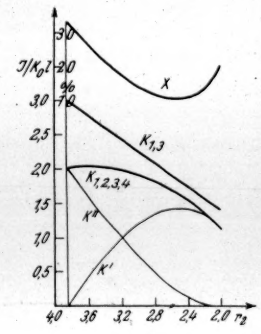


Fig. 13.

Da sowohl K'' wie auch $K_{1.3}$ monoton verlaufen, erkennt man, daß das Minimum von x durch den Verlauf der K'-Kurve bedingt ist, die fast an der gleichen Stelle ein Maximum aufweist. Man sieht also, daß für den Verlauf der x-Kurven hauptsächlich die Strahlen, die fast vertikal einfallen, maßgebend sind. K' nimmt wohl mit wachsendem $\bar{\varphi}^*$ und abnehmendem r_2 zu, da die Vergrößerung von $\bar{\varphi}^*$ zunächst mehr ausgibt. Von einem gewissen r_2 angefangen — und das ist eben die Stelle des Maximum — übertrifft die Abnahme des r_2 bzw. h die Zunahme des $\bar{\varphi}^*$; K' wird wieder kleiner. K'' nimmt mit der Zunahme von $\bar{\varphi}^*$ ab, was auch aus der Formel hervorgeht. Die Werte von $K_{1.3}$ verringern sich mit r_2 und h, da die wirksame Fläche mit dem Radius kleiner wird. Der Wert von x im Minimum ist recht klein und stellt also wohl eine wesentliche Verbesserung der „konischen", besonders aber der „zylindrischen" Anordnung dar. Es gehen z. B. bei $r_2 = 2{,}6$ cm, $d = 22{,}0$ cm (Tabelle III) schon 89,6 Proz. von $K_{1.3}$ oder 81,2 Proz. der überhaupt auf die Doppelapparatur einfallenden Strahlen durch beide Anordnungen. Noch dazu ist hier die Koinzidenzzahl größer als bei der „konischen" Anordnung, daher die Messung genauer. Zum Vergleich ist auch beabsichtigt, eine Apparatur mit solchen Abmessungen in Berlin-Dahlem laufen zu lassen.

6. Gegenüberstellung der berechneten und beobachteten Werte

Es muß zunächst untersucht werden, wie eine solche Gegenüberstellung zu erfolgen hat. Einfach liegen die Dinge, wenn neben den Zweifachkoinzidenzen, deren Zahlen $K_{1.3}$ und $K_{2.4}$ im Mittel (bezeichnet durch Querstriche) gleich sein müssen, auch die Vierfachkoinzidenzen $K_{1.2.3.4}$ mitregistriert sind. Dann kann die Beziehung

$$\overline{K_{1,2,3,4}} = \overline{K_{1,3}}(1-x) = \overline{K_{2,4}}(1-x),$$

die durch Umformung der Formel (12) und durch Einsetzen der Mittelwerte abgeleitet wurde, an den gemessenen Werten bestätigt werden. Bei einer sehr gut arbeitenden Zylinderanordnung in Berlin-Dahlem ergab sich für $\frac{\overline{K_{1.2.3.4}}}{\overline{K_{1.3}}}$ etwa 70 Proz. in guter Übereinstimmung mit dem theoretischen Ergebnis (Tabelle I).

Ohne die Registrierung der Vierfachkoinzidenzen führt folgende Überlegung zum Ziel: Die Abweichungen der gleichzeitigen Stundenwerte der beiden Zählrohrpaare rührt von der statistischen Schwankung des fremden Anteils der Koinzidenzen her, der im Mittel die — einander gleichen — Werte $x \cdot \overline{K_{1.3}}$ und $x \cdot \overline{K_{2.4}}$ hat. Die statistische Schwankung der Koinzidenzen $K_{1.2.3.4}$ trifft ja die beiden Apparaturen in gleicher Weise. Bilden wir nun für jede Stunde die Differenz $K_{1.3} - K_{2.4}$, so muß die Schwankung der Vierfachkoinzidenzen herausfallen und $\sqrt{2\,x \cdot K_{1.3}}$ als statistische Schwankung m der Differenz verbleiben. Tatsächlich gibt aber das obere Zählrohrpaar stets um einen geringen Prozentsatz (etwa 0,5 Proz.) größere Koinzidenzzahlen, so daß für die Schwankung der Differenz zweckmäßig $\sqrt{x(K_{1.3} + K_{2.4})}$ gesetzt werden kann.

$$m_{\text{ber}} = \sqrt{x(K_{1,3} + K_{2,4})}\,. \qquad (13)$$

Eine Gegenüberstellung gemessener und berechneter Werte kann einerseits durch Vergleich von m_{ber} mit

$$m_{\text{beob}} = \sqrt{\frac{\sum\left[(K_{1,3} - K_{2,4}) - \overline{(K_{1,3} - K_{2,4})}\right]^2}{n}} \qquad (14)$$

erfolgen. Andererseits kann man, wenn man das berechnete m in Formel (13) durch das nach Formel (14) an Hand der Beobachtung ermittelte ersetzt, aus Formel (13) ein x errechnen, das man x_{beob} nennen und dem aus den geometrischen Überlegungen berechneten Anteil fremder Strahlen gegenüberstellen könnte.

$$x_{\text{beob}} = \frac{(m_{\text{beob}})^2}{K_{1,3} + K_{2,4}}\,.$$

Tabelle IV
Zylindrische Anordnung

Datum	x_{ber} in Proz.	x_{beob} in Proz.	m_{ber}	m_{beob}	m_{ber}/m_{beob}
25.–26. IX. 1939	20,9	60,0	0,97	1,63	0,59
21.–22. X. 1939	20,9	25,7	0,97	1,08	0,90
25.–26. X. 1939	20,9	20,5	0,95	0,93	1,01
29.–30. X. 1939	20,9	40,3	0,97	1,34	0,72
13.–14. XI. 1939	20,9	45,2	1,04	1,53	0,68
24.–25. XI. 1939	20,9	30,3	1,03	1,24	0,83
26.–27. XI. 1939	20,9	42,6	1,02	1,35	0,70
28.–29. XI. 1939	20,9	32,7	1,03	1,29	0,80
30. XI.– 1. XII. 1939	20,9	39,2	1,04	1,42	0,73
2.– 3. XII. 1939	20,9	52,7	1,03	1,64	0,63
	20,9	38,9	1,00	1,35	0,74

Tabelle V
Konische Anordnung

Datum	x_{ber} in Proz.	x_{beob} in Proz.	m_{ber}	m_{beob}	m_{ber}/m_{beob}
17.–18. IX. 1939	27,2	55,5	1,30	1,85	0,70
26.–27. IX. 1939	27,2	93,3	1,29	2,38	0,54
4.– 5. X. 1939	27,2	64,4	1,31	2,02	0,65
9.–10. X. 1939	27,2	70,8	1,30	2,09	0,62
12.–13. X. 1939	27,2	35,9	1,30	1,50	0,87
14.–15. X. 1939	27,2	34,3	1,30	1,46	0,89
16.–17. X. 1939	27,2	37,6	1,32	1,55	0,85
21.–22. X. 1939	27,2	39,5	1,31	1,58	0,83
29.–30. X. 1939	27,2	37,6	1,30	1,52	0,85
26.–27. XI. 1939	27,2	43,6	1,27	1,61	0,79
	27,2	51,2	1,30	1,76	0,74

Eine konische Anordnung mit $r_1 = 3{,}85$ cm, $r_2 = 2{,}0$ cm usw. (Tabelle III) – im folgenden einfach konische genannt – und eine zylindrische Anordnung mit $r_1 = r_2 = 2{,}4$ cm usw. (Tabelle II) – einfach zylindrische genannt – sind schon längere Zeit im Betrieb und es ist daher eine große Anzahl von Werten vorhanden, die zur Gegenüberstellung mit unseren theoretischen Ergebnissen verwendet werden können.

Da hier aber die Vierfachkoinzidenzen nicht mitregistriert wurden, kann der Vergleich nur durch Gegenüberstellung von m_{ber} und m_{beob} erfolgen. Zur Berechnung von m_{beob} wurde $n = 50$ gewählt, d. h. es wurde von 50 aufeinanderfolgenden Stundenwerten der mittlere statistische Fehler der Differenz $K_{1,3} - K_{1,4}$ gebildet und in Teilen der mittleren Koinzidenzzahl ausgedrückt. Die 50 Werte wurden solchen Tagen entnommen, bei denen sich Luftdruck, Temperatur und daher auch die Intensität der Strahlung nur wenig änderte; denn es ist klar, daß bei zu großen Schwankungen der Fehler, den man durch Verwendung des Mittels aus diesen 50 Werten macht, das Resultat verfälscht. 10 solche 50-Stundenreihen wurden für die konische und die zylindrische Anordnung ausgewertet, wobei nach Möglichkeit gleiche Tage verwendet wurden. In den Tabellen V und VI ist das Ergebnis zusammengestellt, wobei noch x_{ber} und x_{beob}, das sich aus m_{beob} nach Formel (14) ergibt, hinzugefügt wurden.

Zunächst erkennt man sicher, daß der Anteil der fremden Strahlen, x_{ber} und x_{beob}, und damit der statistische Fehler, m_{ber} und m_{beob}, bei der zylindrischen Anordnung (Tabelle V) tatsächlich größer sind als bei der konischen (Tabelle VI); und zwar ist die Verbesserung durch die konische Anordnung, d. h. also die Verkleinerung der mittleren Schwankung ebenso groß, wie sich aus der Berechnung ergibt; denn $1{,}30 : 1{,}00 = 1{,}76 : 1{,}35$. Hier ist also die Übereinstimmung mit der Theorie vollkommen. Andererseits ist aber die Differenz zwischen den berechneten und gemessenen mittleren Schwankungen ziemlich groß. Dafür ist zum Teil wieder die wahrscheinlich nicht vollkommene Ansprechwahrscheinlichkeit der gesamten Apparatur verantwortlich. Aber hier kommt auch noch ein anderer Effekt dazu. Es ist nämlich auffällig, daß immer eine Apparatur, und zwar die, die die Koinzidenzen der Zählrohre 2 und 4 mißt (Fig. 5), niedrigere Werte aufweist als die andere und fast nie umgekehrt.

Wie ja auch das nahezu konstante Verhältnis m_{ber}/m_{beob} beweist, ist daher anzunehmen, daß auch die ideale Doppelkoinzidenzapparatur noch einen Unterschied in den Koinzidenzzahlen haben wird. Die Ursache dieser Erscheinung ist noch nicht geklärt. Dadurch ist es weiter verständlich, daß der Anteil der fremden Strahlen in der Beobachtung größer ist als in der geometrischen Berechnung.

In Tabelle VI nimmt einmal x_{beob} einen sehr großen Wert an. Das dürfte darauf zurückzuführen sein, daß in dieser 50-Stundenperiode die Intensität der Strahlung einer unperiodischen Schwankung, z. B. durch magnetische Störung, unterworfen war.

7. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit ermöglicht durch die Berechnung des „fremden" Anteils der auf eine Doppelkoinzidenzanordnung einfallenden Höhenstrahlen den Entscheid, daß die „konische" Anordnung der „zylindrischen" vorzuziehen ist. Weiter wird eine Anordnung gefunden, die der Forderung, von gleichen Höhenstrahlenbündeln getroffen zu werden, noch weitgehender gerecht wird. Diese „mittlere" Anordnung (z. B. $r_1 = 3{,}85$ cm, $r_2 = 2{,}6$ cm [Tabelle III]) würde bei einer mittleren Koinzidenzzahl von 4700 pro Stunde für $m_{ber} = 0{,}66$, für $m_{beob} = 0{,}89$ ergeben, wenn man das Verhältnis $m_{ber}/m_{beob} = 0{,}74$ zugrunde legt. Dadurch ist dem Höhenstrahlenphysiker eine weitere Möglichkeit gegeben, seine Meßsicherheit zu vergrößern.

Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen, die bisher von Doppelkoinzidenzanordnungen vorliegen, zeigte, daß die beobachteten mittleren Fehler immer in einem annähernd gleichen Verhältnis größer sind als die berechneten. Das wird durch die nicht vollkommene Ansprechwahrscheinlichkeit der Zählrohre und der Apparatur einerseits und durch die immer kleinere Koinzidenzzahl des vertikal tiefer liegenden Apparates andererseits erklärt.

Die Anregung zu dieser Arbeit gab Prof. Dr. Werner Kolhörster, der es mir ermöglichte, im Institut für Höhenstrahlenforschung, Berlin-Dahlem, zu arbeiten und das vorhandene Material zu verwenden. Ihm sowie Dozent Dr. Josef Priebsch danke ich für das stets fördernde Interesse, das sie am Fortgange meiner Arbeit genommen haben. Das verwendete Material wurde durch Apparaturen, die von der Deutschen Forschungsgemeinschaft zur Verfügung gestellt wurden, geliefert.

Literaturverzeichnis

1) W. Kolhörster, Naturwiss. **26**, 159, 1938.
2) L. Tuwim, Berl. Ber. **91**, 360, 1931.
3) L. Janossy, Zeitschr. f. Phys. **99**, 369, 1936.
4) F. Linke, Met. Zeitschr. **11**, 157 und 510, 1916.
5) G. Medicus, Zeitschr. f. Phys. **74**, 350, 1932.

Berlin-Dahlem, Institut für Höhenstrahlenforschung, im März 1940.

(Eingegangen 20. März 1940)

Neue Schaltung eines thyratronbetriebenen Zählwerkes

Von Josef Schintlmeister und Werner Czulius

Zur Zählung von Alpha-, Beta- oder Gammastrahlen werden vielfach thyratronbetriebene Zählwerke verwendet. Die nach dem Eintritt eines Teilchens in ein Zählrohr oder eine Ionisationskammer an der Elektrode auftretenden Spannungsstöße werden hierbei nach entsprechender Verstärkung dem Gitter einer gittergesteuerten, gasgefüllten Entladungsröhre (Thyratron) zugeführt. Das Gitter ist im Ruhezustand über einen Widerstand so hoch negativ vorgespannt, daß gerade keine Entladung einsetzt; trifft nun ein positiver Spannungsstoß ein, so zündet die Röhre und der einsetzende kräftige Strom betätigt durch einen Elektromagneten ein mechanisches Zählwerk.

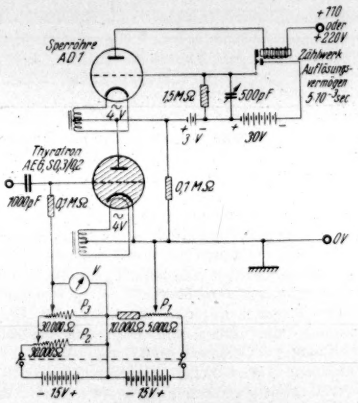
Da eine solche Entladung eines Thyratrons durch Erniedrigen der Gittervorspannung nicht mehr zum Erlöschen gebracht werden kann, wurde früher der Stromkreis durch einen elektromagnetischen Schalter unterbrochen[1]). Die entstehenden Öffnungsfunken verbrennen und verschmelzen jedoch bald die Kontaktstellen, so daß heute meist ein anderer Weg eingeschlagen wird. Mit Hilfe eines in den Anodenkreis des Thyratrons gelegten Kippkreises wird die Anodenspannung unter die Abreißspannung gebracht, so daß die Entladung erlischt[2]). Das hat jedoch den Nachteil, daß bei größeren oder bei kurz nacheinander eintreffenden Gitterspannungsstößen manchmal die Entladung trotz des Kippkreises nicht abreißt, das Thyratron also dauernd gezündet bleibt. Außerdem kann die elektrische Zeitkonstante des Systems nicht beliebig eingestellt und so der des mechanischen Teils angepaßt werden.

1) K. A. de Bruyne und H. C. Webster, Proc. Cambr. Phil. Soc. **27**, 113, 1931.
2) R. Jaeger und J. Kluge, Zeitschr. f. Instrumkunde **52**, 229, 1932.

Wir entwickelten daher eine in der Figur dargestellte Thyratronschaltung, bei der die Entladung verläßlich abreißt und die auch lang dauerndes Arbeiten erlaubt, z. B. über Nacht, wie dies bei sehr geringen Teilchenzahlen erwünscht ist. Bei dieser Schaltung liegt in Serie zum Thyratron eine Hochvakuumverstärkerröhre, am besten eine Endröhre, die „Sperrröhre". Deren Gitter wird bei Einsetzen einer Entladung im Thyratron so hoch negativ vorgespannt, daß kein Anodenstrom mehr fließt, wodurch auch die Entladung im Thyratron erlöschen muß. Wir versuchten zuerst den durch den Stromstoß an einem Widerstand erzeugten Spannungsabfall nach Verstärkung durch eine weitere Verstärkerröhre zur Steuerung der Sperrröhre heranzuziehen, doch neigte diese Schaltung zu Schwingungen, so daß wir nun eine gemischt mechanisch-elektrische Schaltung verwenden, welche jedoch keine zusätzlichen bewegten mechanischen Teile enthält und die sich im Dauerbetrieb bestens bewährte. Wenn der Zählwerkanker angezogen wird, schließt er einen Platinkontakt. Dadurch wird das Gitter der Sperröhre an den negativen Pol einer Batterie gelegt, so daß der Strom momentan unterbrochen wird. Da der Kontakt keinen Strom schließt oder unterbricht, bleibt die Kontaktstelle frei von jeder Belastung und arbeitet auch im lang dauernden Betriebe klaglos.

Im Augenblick der Stromunterbrechung durch die Sperröhre wird der Anker des Zählwerkes wieder losgelassen und damit das Gitter von der Sperrspannung getrennt. Liegt nun das Gitter des Thyratrons auf Zündpotential, so würde der Strom sofort wieder einsetzen und der Anker neuerlich angezogen werden. Die entstehende Zählfrequenz würde dabei weit über dem Auflösungsvermögen des mechanischen Zählwerkes liegen. Es wurde daher in die Gitterleitung der Sperröhre ein *RC*-Zeitkonstantenkreis gelegt; dieser besteht aus einem zwischen dem Gitter und einer Vorspannungsbatterie der Sperröhre gelegten Widerstand, dem ein Drehkondensator parallel geschaltet ist. Die Zeitkonstante kann mittels des Drehkondensators dem Auflösungsvermögen des mechanischen Teiles angepaßt werden, so daß ein maximales Auflösungsvermögen des gesamten Zählwerkes erreicht wird, das durch Abstoppen der stetigen Zählfrequenz jederzeit bestimmt werden kann.

Liegt das Gitter des Thyratrons unter Zündspannung und wird durch einen positiven Spannungsstoß die Röhre gezündet, so entladen die vorhandenen positiven Ionen das Gitter. Würde nun die negative Gitterladung der Sperröhre abfließen, ehe noch das Gitterpotential des Thyratrons unter Zündspannung gesunken ist, so würde die Entladung wieder einsetzen und ein Dauerkippen eintreten. Es muß daher die Zeitkonstante des Thyratrongitterkreises kleiner als die des Gitterkreises der Sperröhre sein, was durch die in der Figur angegebene Dimensionierung der Schaltelemente erreicht wird. Die Heizung der Sperröhre erfolgt durch eine eigene Heizwicklung des Transformators. Diese Heizwicklung sowie die für die Vorspannung und Sperrspannung der Sperröhre nötige Batterie haben eine gewisse Kapazität gegen die Erde, die über die Sperröhre und nach erfolgter Löschung des Thyratrons durch dessen Dunkelstrom geladen und entladen wird. Um das Ruhepotential genügend rasch zu erreichen, wird dem Thyratron ein so kleiner Widerstand parallel geschaltet, daß die Zeitkonstante *RC* unter dem Auflösungsvermögen des Zählwerkes zu liegen kommt.



In der in der Figur dargestellten Schaltung ist außer einer Gittervorspannung zum Einstellen des Zündpunktes des Thyratrons noch eine einstellbare zusätzliche Gittervorspannung vorgesehen. Diese ist für das Messen der Größe der Spannungsstöße z. B. von Alpha- und H-Strahlen erforderlich. Vor dem Einstellen des Zündpunktes, das mit dem Potentiometer P_1 erfolgt, werden die zwei logarithmischen Potentiometer P_2 und P_3 nach rechts verdreht, so daß das Voltmeter V Null zeigt. Nachdem der Zündpunkt eingestellt ist, wird die gewünschte zusätzliche Gegenspannung mit dem Potentiometer P_2 (grob) und P_3 (fein) angelegt. Die zu zählenden Spannungsimpulse müssen dann die am Voltmeter abzulesende Gegenspannung übersteigen, wenn sie das Thyratron zünden sollen.

Durch die dem inneren Widerstand des Voltmeters angepaßten logarithmischen Potentiometer P_2 und P_3 wird ein angenähert linearer Potentialverlauf bei der Drehung erzielt.

Werden Zählwerk, Thyratron und Sperröhre mit einem Wechselstrom-Gleichrichter-Netzgerät zusammengebaut, so muß der Netztransformator drei voneinander isolierte Heizwicklungen erhalten. Um den Zündpunkt längere Zeit hindurch auf 0,1 Volt konstant zu halten, ist es außerdem empfehlenswert, eine Stabilisatorglimmröhre zur Konstanthaltung der Anodenspannung vorzusehen.

Das beschriebene Gerät arbeitet seit Monaten zufriedenstellend. Das Auflösungsvermögen beträgt unter Verwendung eines Zählwerkes nach A. Flammersfeld[1]) $5{,}10^{-3}$ Sekunden, entsprechend einer stetigen Zählfrequenz von 12000 in der Minute, doch ließe es sich bei feinerer Ausführung des mechanischen Teiles noch erheblich steigern.

1) A. Flammersfeld, Naturwiss. **24**, 522, 1936.

Wien, im März 1940, II. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 1. April 1940)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

R. Feldtkeller, Einführung in die Theorie der Rundfunksiebschaltungen. Erschienen als Band VII in der Reihe „Physik und Technik der Gegenwart", Abt. Fernmeldetechnik. Herausgegeben von Prof. Dr. H. Faßbender. Gr.-8°. IX u. 168 S. Mit 76 Abb. Leipzig 1940. S. Hirzel. Geh. RM. 10.80, geb. RM. 12.—.

Im Anschluß an die vorhergehenden Bücher „Vierpoltheorie" und „Siebschaltungstheorie" dieser Reihe stellt das vorliegende die in Rundfunkverstärkerschaltungen verwendeten Siebe dar. Nach den einkreisigen Siebschaltungen in ein- und mehrstufigen Verstärkern werden die zwei- und mehrkreisigen Rundfunksiebschaltungen, auch diejenigen mit regelbarer Bandbreite des Durchlaßbereiches, rechnerisch, graphisch und mit Beispielen beschrieben, wie sie den im Verstärkerbau üblichen Bedingungen entsprechen. Den Abschluß bildet die Theorie der für das Nachrichtenwesen wichtigen Einschwingvorgänge; hier wird wie auch vorher von der übersichtlicheren komplexen Darstellungsweise konsequent Gebrauch gemacht.

Das Buch stellt wie seine Vorgänger ein Teilgebiet des Nachrichtenwesens dar und ist wieder wegen der unmittelbaren Brauchbarkeit der Ableitungen mittels graphischer Darstellung und gerechnetem Beispiel geeignet, in Kürze einen gründlichen Einblick in das Gebiet der im Rundfunkverstärkerbau üblichen Siebschaltungen zu vermitteln.

O. Lange

Vorlesungsverzeichnis für das 2. Trimester 1940

Universität Basel. Hagenbach: Experimentalphysik I, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger, 8, für Mediziner und Ärzte (mit Wehrli und Miescher), 2; Physikalisches Kolloquium (mit Kuhn, Zickendraht, Wehrli, Miescher und Fierz), 14tägig, 2 g. — **Matthies:** Mechanik der Kontinua, 4, Übungen, 1; Theorie der Wärmestrahlung, 4, Übungen, 1. — **Zickendraht:** Hochfrequente Wechselströme I, 2, Praktikum, 3; Repetitorium der Elektrizitätslehre, 1. — **Zehnder:** Geschichte der Physik, neuere Zeit, 1; Die tiefsten Grundlagen der Naturwissenschaften, 1. — **Wehrli:** Moderne Anschauungen über Licht und Materie, 1; Seminar über neuere Probleme der Physik (mit Miescher und Fierz), 14tägig, 2 g. — **Miescher:** Höhere Optik I, 2. — **Fierz:** Quantentheorie, 3; Proseminar über allgemeine Mechanik, 1. —

Universität Berlin. Gerthsen: Experimentalphysik für Naturwissenschaftler: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, für Mediziner, 3; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2, für Fortgeschrittene, 8; Anleitung zu selbständigen Arbeiten (Doktoranden), tägl. — **Landt:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, für Mediziner, 3; Physikalisches Meßpraktikum für Mediziner, 2; Selbständige physikalische Arbeiten, tägl. — **Orthmann:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene, 2. — **Meixner:** Mechanik, 4, Übungen, 1. — **Henning:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4. — **Gehrcke:** Physik und Erkenntnistheorie, 1. — **Kolhörster:** Höhenstrahlung I, 1; Strahlungsmessungen mit Ionisationskammer und Zählrohr, 1; Besprechung von Arbeiten über Höhenstrahlung und Kernphysik (mit Philipp), 1 g; Arbeiten über Höhenstrahlen, tägl. — **Kiebitz:** Theorie der elektrischen Schwingungen und Wellen, 1 g. — **Skaupy:** Technische Elektrizitätslehre III, 1. — **Trendelenburg:** Einführung in die Schwingungslehre, 1 g. — **Schüler:** Einführung in die Atomphysik, 1; Spektroskopisches Praktikum, 4; Atomphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. — **Maurer:** Experimentelle Grundlagen der Kernphysik, 2. — **v. Weizsäcker:** Elementumwandlungen in den Sternen, 1. — **v. Auwers:** Experimentelle Grundlagen der Wellenmechanik, 1. — **Justi:** Elektrophysik der Metalle, 1; Metallphysikalische Forschungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Schreiber:** Röntgenstrahlen I: Physik, nach Vereinbarung. — **Hinderer:** Elektrische Gasentladungen, 1. — **Verleger:** Atomspektren und Atomstruktur, 1. — **Menzer:** Die Methoden der Kristallstrukturbestimmung, mit Übungen, 2. — **v. Laue:** Physikalisches Kolloquium, 2 g. — **Friedrich:** Radiologisches Praktikum: Licht, Röntgen,

Radium, für Naturwissenschaftler (mit Schreiber), nach Vereinbarung; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der Strahlenforschung (mit Risse und Schreiber), tägl. außer Sonnabend. — **Schumann:** Wehrphysikalische Arbeiten (Doktoranden), tägl.; Sprengstoffphysikalische und theoretisch-ballistische Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalische Praktikum, nach Vereinbarung. — **Philipp:** Anleitung zu selbständigen Arbeiten in der Kernphysik, tägl. — **Rössiger:** Einführung in die Geophysik, 2; Geophysikalische Übungen, 2 g. — **Ertel:** Thermodynamik der Atmosphäre, 3. — **Kähler:** Luftelektrizität, 1; Übungen aus dem Gebiet der Meteorologie, atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2; Übungen für Fortgeschrittene, tägl. — **Knoch:** Allgemeine Klimakunde, Anleitung zu meteorologisch-klimatischen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Stumpff:** Geophysikalische Periodenforschung, 2. — **Zistler:** Praktische Wetterkunde I, 2. — **Defant:** Meteorologisches und Geophysikalisches Kolloquium (mit Bartels und Ertel), 2 g; Wellen, Gezeiten und verwandte Erscheinungen, 2; Meereskundliche Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl. g. — **Kölzer:** Wetterkundliche Übungen für Heerestechnik, 2. — **Möller:** Hydrographie II, 1; Hydrographische Übungen, tägl. außer Sonnabend g. — **ten Bruggencate:** Anleitung zu Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Sonnenphysik, tägl. —

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 5, Ergänzungen, 1; Physikalische Optik, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Mercier), nach Vereinbarung; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3 halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Mercier:** Theoretische Physik I: Vektoranalysis und Potentialtheorie, 2; V: Thermodynamik, 3, Übungen, 1; Relativitätstheorie, 2; Moderne Physik, Einführung in die Theorie, 1. — **Koestler:** Anwendung der höheren Mathematik in den Naturwissenschaften, 1; Theorie der elektrischen Wechselströme III, 1; Elektrische Schwingungen, Ausgewählte Kapitel, 2; Mechanik: Statik und Dynamik des Massenpunktes, 1. — **König:** Technische Akustik, einschließlich Photoelektrizität, mit Demonstrationen, 2; Tonfilm, Bildtelegraphie, Fernsehen, 1. —

Technische Hochschule Braunschweig. **Cario:** Experimentalphysik II: Mechanik, Wärme, Akustik und Molekularphysik, 3; Höhere Experimentalphysik II, 1; Physikalisches Praktikum I und II, 4 und 8; Physikalisches Kolloquium (mit Diesselhorst und Lübcke), 14tägig, 2 g; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiete der Physik, tägl.; Seminar über Atomphysik, 2. — **Diesselhorst:** Theorie der Elektrizität, 4, Übungen, 1. — **Bergwitz:** Atmosphärische Elektrizität, mit Versuchen, 1; Radioaktivität mit Anwendungen, 1; Anwendung der Röntgenstrahlen, 1; Radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Lübcke:** Technische Elektronik II: Vorgänge in Gasentladungen, Steuerungen von Gasentladungen, 14 tägig, 2, Übungen, 14tägig, 2; Physikalisch-technische Arbeiten im Laboratorium, tägl. — **Stille:** Theoretische Physik II, 3. — **Hübner:** Atom- und Molekülspektren, 1. —

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Steubing, Fues und Bergmann), 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, Physiker, Chemiker, Pharmazeuten, 2 oder 6, für Mediziner, 14tägig, 4, für Fortgeschrittene (mit Steubing), tägl. — **Steubing:** Allgemeine Meteorologie, 1; Photographie für Fortgeschrittene, 1, Übungen, 4; Seminaristisch-didaktische Übungen (mit Groß), 2; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht (mit Groß), 2. — **Fues:** Theoretische Physik: Quantentheorie, 5, Übungen, 2; Seminar über Fragen der theoretischen Physik, 2. — **Jüttner:** Tensorrechnung mit Anwendungen auf die theoretische Physik, 2. — **Groß:** Schulphysik II: Ausgewählte Kapitel aus Magnetismus, Elektrizität, Optik, 1; Großtaten deutscher Technik, mit Experimenten und Besichtigungen, 3. — **Bergmann:** Hochfrequenz-Praktikum, 2. —

Technische Hochschule Breslau. **Bergmann:** Experimentalphysik I, 8; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Schuster), 3, für Bauingenieure, 2, für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar (mit Schuster), 2; Physikalisches Zwischenpraktikum (mit Schuster), nach Vereinbarung. — **Fues:** Theoretische Physik: Quantentheorie, 4, Übungen, 3; Seminar über Fragen der theoretischen Physik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Bergmann, Schaefer und Steubing), 2. — **Groß:** Schulphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 1; Übungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2; Methodik des Physikunterrichts, 1. — **Schuster:** Grundlagen der Elektroakustik, 2. —

Technische Hochschule Danzig. **Buchwald:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4, Übungen, 14tägig, 1 g; Arbeiten für Fortgeschrittene, 12; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), 8; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g. — **Kossel:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4, Ergänzung, 1; Kleines physikalisches Praktikum, 4, 3 und 8; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, 12, für fortgeschrittene Elektrotechniker, 4; Besprechung laufender physikalischer Arbeiten, 3 g; Ausgewählte Fragen aus der Physik der Metalle (mit Haß), 1. — **König:** Atomphysik, 2; Grundlagen zur praktischen physikalischen Arbeit, 1; Photographisches Praktikum, 4; Ferromagnetismus I, 1. —

Technische Hochschule Dresden. **Stuart:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Akustik, 4; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, 9; Selbständige Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Falkenhagen und Wiedmann), 1 g. — **Teichmann:** Einführung in die Quantenphysik II, 14tägig, 1. — **Falkenhagen:** Theoretische Physik: Atomphysik, 3, Ausschnitte aus der Mechanik, 2, Übungen, 1; Größere physikalische Arbeiten, tägl. — **Wiedmann:** Radioaktivität und Isotopenlehre, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen: Roh- und Werkstoffprüfung, 3 und 6; Selbständige Arbeiten im Röntgen-Laboratorium, tägl. — **Fleischer:** Wehrphysik, 2. — **Frieser:** Reproduktionstechnik, 1, Übungen, 2; Einführung in die Photochemie, 1; Kinematographisches Praktikum (mit Joachim), 2; Photographisches Praktikum I, für Anfänger, 4, II, für Fortgeschrittene, 4, III: Spezielle Arbeitsmethoden in der Photographie (Farbenphotographie, Stereophotographie usw.), 4; Selbständige Arbeiten im Photographischen Institut, 2, 4, halb- und ganztägig; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie, 1 g. — **Klughardt:** Einführung in die praktische Optik I: Ausbildungslehre, Strahlenbegrenzung, Fernrohre, Mikroskope, 2, Ergänzungen, 1; Optische Werkstatt-

kunde, 1; Selbständige Arbeiten in praktischer Optik, tägl. — **Joachim:** Wissenschaftliche und technische Grundlagen der Kinematographie, 1 g. — **Goldschmidt:** Allgemeine Meteorologie I, 2. — **Günther:** Geschichte des mathematisch-physikalischen Unterrichts, dabei Geschichte der Schulmathematik und Schulphysik, 2 g; Physikalisch-pädagogisches Seminar, Praktische Pädagogik, Mathematisch-physikalische Unterrichtslehre, 2 g. —

Universität Erlangen. Hilsch: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Ergänzungsvorlesung, 1; Physikalische Übungen für Anfänger, 4, für Mediziner, 2, für Fortgeschrittene, halbtägig; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Kolloquium über neuere physikalische und physikalisch-chemische Arbeiten (mit Hönl, Lange und Rump), 1 g. — **Hönl:** Elektrodynamik, 3, Übungen, 2; Atomtheorie, 2. — **Rump:** Röntgenkunde, 1. —

Universität Frankfurt a. M. Czerny: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, 3, Ergänzungen, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung und Dänzer), 14tägig, 2 g; Physikalisches Praktikum, für Physiker, Anfänger, 6, für Mediziner, 2, für Chemiker und andere Naturwissenschaftler, 4, für Fortgeschrittene, 16; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Dänzer), tägl. — **Madelung:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1 g; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Dänzer:** Höhere Experimentalphysik: Thermodynamik, 3; Probleme der elektromagnetischen Weltausbreitung, 2 g; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, Anfänger, 2. — **Gentner:** Die Erzeugung von Ionenstrahlen hoher Energie. 1. — **Schulz:** Theorie der optischen Instrumente, 1 g. — **Seddig:** Physik der Nachrichtenmittel, 2; Praktikum der angewandten Physik, 3; Kleines elektrotechnisches Praktikum (mit O. Schäfer), 3 und 6; Großes elektrotechnisches Praktikum (mit O. Schäfer), halbtägig; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit O. Schäfer), tägl.; Kolloquium über angewandte Physik (mit O. Schäfer), 14tägig, 2 g; Photographisches Praktikum, 4 und 7, tägl. — **O. Schäfer:** Wechselstromtechnik, 3. — **Rajewsky:** Lichtelektrische Erscheinungen: Photo-Zellen, 1; Medizinische Strahlenheilkunde (mit Beutel), 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit H. Schaefer), ganz- und halbtägig; Biophysikalisches Seminar, Treffertheorie der biologischen Strahlenwirkungen (mit H. Schaefer), 14tägig, 2 g; Biophysikalisches Kolloquium (mit H. Schaefer und Krebs), 2 g; Seminar über die Radium-Balneologie (mit Krebs), 14tägig, 2 g; Biologisches Kolloquium (mit Külz, Felix und Wezler), 1¼ g. — **H. Schaefer:** Ultrakurzwellen: Physik, Technik und medizinische Anwendungen, 1. — **Krebs:** Universelle Konstanten der Physik, ihre Bedeutung und ihre Bestimmung, 1. — **Linke:** Die Atmosphäre als trübes Medium, 2 g; Tropische Klimate, 1 g; Meteorologische Übungen, 2; Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, halbtägig. — **Möller:** Wetterkunde, 2; Über Tromben und tropische Stürme, 1. —

Universität Freiburg i. Br. Steinke: Experimentalphysik II: Elektrizitätslehre und Optik, für Naturwissenschaftler, 4, für Mediziner, 3, Ergänzungsstunde, 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2, für Naturwissenschaftler, 6, für Pharmazeuten, 2; Handfertigkeitsübungen, 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig g; Physikalisches Kolloquium (mit Mecke), 14tägig, 1 g; Zeitschriftenkolloquium, 1 g. — **Mecke:** Einführung in die theoretische Physik, 4, Übungen und Seminar, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig, g. — **Plötze:** Höhere Experimentalphysik, 2. — **Sommermeyer:** Molekülbau, 1. —

Universität Freiburg (Schweiz). Dessauer: Experimentalphysik II, 5, Ergänzung, 1, Übungen und Repetitorium, 1; Kolloquium für Physik, nach Vereinbarung; Einführung in die neuere Physik, Relativitätslehre, Quantenphysik, Wellenmechanik (Fortsetzung), 1; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 4; Physikalisches Praktikum, 4; Anfängerpraktikum für Naturwissenschaftler, 12; Physikalisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Brasey:** Elektrische Messungen, 2; Einige Fragen der Experimentalphysik, nach Vereinbarung. — **Pfluger:** Thermodynamik, 2; Elektronentheorie, 2. —

Universität Gießen. Cermak: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, für Mediziner und Veterinärmediziner, 3; Physikalisches Praktikum, für Physiker und Naturwissenschaftler, 6, für Chemiker, Mediziner und Veterinärmediziner, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bechert und Fünfer); Experimentalphysik: Das gesamte Spektrum, für Fortgeschrittene, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Fünfer:** Natürliche und künstliche Radioaktivität, 1. — **Bechert:** Elastizität, Akustik, Hydrodynamik, 2; Thermodynamik, kinetische Gastheorie, 3, Übungen, 2. — **Lihotzky:** Optische Grundlagen der Mikroskopie, 1 g. —

Universität Göttingen. Pohl: Optik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Becker, Joos und Reich), nach Vereinbarung g. — **N. N.:** Mechanik, Schwingungslehre, Wärme, 3. — **Joos:** Physikalisches Praktikum 9, für Mediziner (mit Hanle), 2, Erläuterungen, 1 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Hanle:** Einführung in die Kernphysik, 1. — **Hellwege:** Atomphysik, 2. — **Becker:** Elektrizität und Magnetismus, 4; Seminar zur theoretischen Physik, 2 g; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Döring:** Spezielle Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Küstner:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der Röntgenphysik, tägl.; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf physikalisch-medizinischem Grenzgebiete, tägl.; Physik, Technik und Dosismessung der Röntgenstrahlen, 1. — **Reich:** Neueste Fortschritte der angewandten Elektrizität mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Seminar über angewandte Elektrizität, 1 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Glaser:** Steuerbare Entladungen, nach Vereinbarung, g. — **Prandtl:** Hydrodynamik und Aerodynamik II, 4; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik (mit Betz, Schuler und Schultz-Grunow), 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiet der Strömungslehre, tägl. — **Betz:** Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Schultz-Grunow:** Festigkeitslehre, 2. — **Schuler:** Kurs über Flugzeuginstrumente, 3; Seminar über Fragen der angewandten Mechanik, 2 g; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Mechanik, tägl. — **Angenheister:** Angewandte Geophysik, Schwerkraftmessungen, elektrische Messungen, 2, Übungen, 3; Meteorologie, Instrumente und Meßmethoden, 1, Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Universität Graz. **Rumpf:** Einführung in die Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus und Radioaktivität, 3, Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I, 4, II, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Matossi), 10; Besprechung physikalischer Fragen (mit Matossi, Wessel, Székely), 1. — **Matossi:** Einführung in die Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Optik, 3; Ausgewählte Kapitel aus der Mechanik, mit Versuchen, 1; Molekülphysik, 2. — **Székely:** Wechselströme II, 2. — **Leitinger:** Didaktik und Methodik des physikalischen Unterrichts, 2. — **Wessel:** Mechanik, 4, Übungen, 2; Mathematische Hilfsmittel der Theoretischen Physik, 2; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Wegener:** Ergänzung zur Vorlesung über Meteorologie, 3; Ausgewählte Kapitel aus der Geophysik, 2. —

Technische Hochschule Graz. **Kohlrausch:** Technische Physik, 4; Physik, 6. — **List:** Wärmelehre, 5, Übungen, 2. —

Universität Greifswald. **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 4, II: Elektrizität und Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Reinkober und Schmidt), $1^1/_2$ g. — **Seeliger:** Thermodynamik, mit Übungen, 4; Seminar für Fortgeschrittene, 2; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober:** Schwingungsspektren von Molekülen, 1; Physikalische Maßeinheiten und Meßmethoden, 1; Flugbildmessung, 1 g; Seminaristische Übungen zur Physik, 2; Physikalisches Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Schmidt:** Theorie des festen Körpers, 2. —

Universität Halle. **Kast:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Ergänzungen für Naturwissenschaftler, 2; Technische Elektrizitätslehre, 2; Technisch-physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 6; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten (mit Pose), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Smekal), 2 g. — **Smekal:** Mechanik deformierbarer Körper, 4, Übungen, 1 g; Künstliche Umwandlung der chemischen Elemente, 1 g; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl.; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Pose:** Physikalische Optik, 3. —

Universität Innsbruck. **Lerch:** Physik II: Elektrizität, 3, I: Mechanik, Wärme, Optik, 2; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten für Vorgeschrittene (mit Steinmaurer), 10. — **March:** Mechanik II, 5; Seminarübungen, 2. — **Sonvico:** Einführung in die Starkstromtechnik, 2 g. — **Steinmaurer:** Elektrizität, 3. — **Oberguggenberger:** Astrophysik III: Physik des Einzelsterns, Sternhaufen und Nebel, 5; Praktikum für Fortgeschrittene, 5. — **Wagner:** Allgemeine Klimatologie, 5; Besprechung neuerer Arbeiten, 1; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, 10. —

Universität Jena. **Kulenkampff:** Experimentalphysik II: Optik, Elektrizitätslehre, Atomphysik, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Praktikum für Mathematiker und Physiker (mit Wißhak), 6, für Chemiker und Pharmazeuten, 3, für Mediziner (mit Raether und Wißhak), 2; Praktikum für Fortgeschrittene (mit Raether), 10; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Hettner und Raether), tägl. g; Besprechung von Arbeiten aus dem Physikalischen Institut (mit Hettner), 14tägig, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Kühl, Hettner und Goubau), 2 g. — **Hettner:** Mechanik, mit Übungen (mit Wessel), 4; Atommechanik II: Wellenmechanik, 2; Theoretisch-Physikalisches Seminar für Fortgeschrittene (mit Wessel), 1 g; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten (mit Wessel), tägl. g. — **Wessel:** Klassische und Quantenstatistik, 2. — **Wißhak:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene II: Optik, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Raether:** Das Neutron und seine Eigenschaften, 1. — **Goubau:** Einführung in die Elektrotechnik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kühl:** Physiologische Optik und ihr Einfluß auf optische und photometrische Messungen, 4; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Mikroskopisches Praktikum, 2; Optisches Kolloquium, 14tägig, 2 g; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl. — **Henry Siedentopf:** Dunkelfeldbeleuchtung und Ultramikroskopie, 1. — **Rzymkowski:** Photographisches Praktikum, 3. — **Sieberg:** Dynamik der Erdrinde, Bodenmechanik und erdbebenkundliche Bautechnik unter besonderer Berücksichtigung der deutschen Wirtschaft, 1 g; Erdbebenkundlich-bodenmechanisches Praktikum, nach Vereinbarung g; Erdbebenkundliches Kolloquium, g; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. g. — **Meißer:** Einführung in die Geophysik, 2 g; Geophysikalisches Praktikum: Einführung in die Instrumentenkunde für angewandte Geophysik (mit Müller und Martin), 2 g, Allgemeine geophysikalische Untersuchungsmethoden, 2 g; Geophysikalisches Kolloquium (mit Martin), nach Vereinbarung g; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Arbeiten, tägl. g. — **M. Müller:** Die Anwendung geophysikalischer Meßmethoden auf See, 1 g. — **Martin:** Angewandte Seismik, 1 g. — **Weise:** Höhere Mathematik für Physiker I, 4, Übungen, 1. — **Heinrich:** Zeit- und Ortsbestimmung, mit Übungen, 3; Periodenforschung mit meteorologischen und astrophysikalischen Anwendungen, 1; Meteorologische Instrumente und Beobachtungsmethoden, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. —

Universität Kiel. **Kopfermann:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, 3, Zusatzvorlesung, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 oder tägl., für Fortgeschrittene, 4 oder tägl.; Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Unsöld und Lochte-Holtgreven), $1^1/_2$ g. — **Lochte-Holtgreven:** Einführung in die Atomtheorie, 1. —

Universität Köln. **Kirchner:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Ergänzungen, 1; Physikalisches Praktikum (mit Hiedemann), 7, für Mediziner, 3, für Fortgeschrittene (mit Försterling und Malsch), 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar, 2 g; Physikalisches Kolloquium (mit Försterling und Malsch), 2 g. — **Försterling:** Elektrodynamik, 4; Wissenschaftliche Arbeiten für theoretische Physik, tägl. — **Malsch:** Elektromagnetische Schwingungen und Wellen II: Fortpflanzung und Ausbreitung auf Leitern und im Raume, 2; Technisch-physikalisches Praktikum,

einschließlich Aufgaben der Wehrphysik, 7; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 1 g. — **Hiedemann:** Einführung in die Akustik, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Universität Königsberg. Schütz: Experimentalphysik II, 3; Physikalisches Praktikum (mit Block), für Anfänger, 6, 3, 4 und $1^1/_2$. — **Kretschmann:** Theoretische Physik, 4, Übungen, 1 g. — **Reichenbächer:** Wellenmechanik, 2. —

Universität Leipzig. Hoffmann: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, für Mediziner, 3; Höhere Physik, Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 3, 6 oder 9, für Mediziner usw., 3 und 2, für Fortgeschrittene, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Seminar über die Arbeiten des Instituts, nach Vereinbarung g; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), $1^1/_2$ g. — **Heisenberg:** Einführung in die Atomtheorie, 3; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund), 2 g; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund). — **Hund:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1. — **Schiller:** Technische Mechanik starrer Körper: Graphische Statik, Kreisel, 2, Übungen, nach Vereinbarung g; Technisch-physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene: Angewandte Mechanik und Thermodynamik, insbesondere Strömungslehre, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Besprechung neuerer Arbeiten aus Strömungs- und Wärmelehre, 14tägig, 2 g. — **Karolus:** Bildübertragung und Fernsehen, 2, Übungen, 3; Angewandte Elektrizitätslehre, 9; Selbständige physikalische Arbeiten, 24 oder 44; Besprechung neuerer Arbeiten, nach Vereinbarung g. — **Döpel:** Die spektroskopischen Grundlagen des Atombaues, 2; Kernphysikalisches Praktikum, 3; Praktikum für Fortgeschrittene, 9; Selbständige physikalische Arbeiten: Strahlungsphysik, 24 oder 44. — **Möbius:** Experimentelle Kernphysik, 1; Physikalische Schulversuche (Praktikum), 3. — **Kaempf:** Repetitorium der Physik, 2. — **Weickmann:** Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Erdbebenkunde, 2 g; Arbeiten im Geophysikalischen Institut und im Observatorium, tägl. —

Universität Marburg. Grüneisen: Experimentalphysik I, für Naturwissenschaftler, 4, für Mediziner, 3; Physikalisches Kolloquium, 2 g; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Kneser und Vogt), 6, für Pharmazeuten, 3, für Mediziner (mit Hückel, Kneser und Vogt), 2, für Fortgeschrittene (mit Kneser und Vogt), 8, für Geübte: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Kneser und Vogt), tägl. — **Hückel:** Theorie der Wärme, 4, Übungen und Ergänzungen, 2; Kinetische Gastheorie, 2. —

Universität München. Gerlach: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, für Mediziner, 3; Physikalische Anfänger A, 4, B, 4, Ergänzungskurs C, 4; Demonstrationspraktikum für Mediziner, 2; Physikalische Übungen für Pharmazeuten (mit Kappler), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rüchardt), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene (mit Rüchardt), tägl.; Physikalisches Seminar (mit Rüchardt), 2 g. — **Müller:** Mechanik deformierbarer Körper, 4, Übungen, 2; Spezielle Probleme aus der Mechanik, 2; Seminar, 2. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik I: Strömungslehre, 2. — **Maue:** Die optischen Eigenschaften der Körper, 2; Metalltheorie (mit Welker), 2. — **Auer:** Angewandte Elektrophysik, 1; Übungen zur angewandten Physik, 1. — **Kappler:** Thermodynamik und Statistik der elektromagnetischen Strahlung II, 1. — **Schmauß:** Wetterkunde I, 4, Ergänzungen, 1; Besprechungen für Fortgeschrittene, 14tägig, 2. — **Findeisen:** Ausgewählte Kapitel aus der Physik der Atmosphäre, 2 g. —

Technische Hochschule München. Tomaschek: Experimentalphysik II, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene, halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Deutschbein), ganztägig. — **Meißner:** Technische Physik II: Anwendungen der Elektrizitätslehre und der Optik, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, halb- oder ganztägig. — **Deutschbein:** Atombau und Spektralgesetze, 2. — **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Elektrizität I, 4, II: Elektrizität II, Optik, 3; Angewandte Physik, einschließlich Elektrotechnik, 1, Übungen, 2; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik. — **Ammann:** Kinematographie I, 1. —

Universität Münster. Senftleben: Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, Atomphysik, für Naturwissenschaftler, 5, für Mediziner, 3, Mechanik, Akustik, Wärme, 3; Höhere Experimentalphysik I, 2; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 3 oder 6, für Mediziner, 2, und tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kratzer), 2; Physik aus der Welt des Soldaten, 1 g. — **Kratzer:** Thermodynamik, mit Übungen, 6; Ausgewählte Kapitel der Hydrodynamik, 4; Theoretisch-physikalisches Seminar, 14tägig, 2 g. — **Siemens:** Ausgewählte Kapitel aus der Elektrotechnik, 2. —

Technische Hochschule Stuttgart. Schmidt: Grundlagen der Physik II: Elektrizitätslehre und Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene (mit Lenz), 9; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten (mit Lenz), tägl.; Seminar für experimentelle Physik (mit Lenz), 2 g. — **Lenz:** Experimentalphysik für Maschinen-, Elektro- und Luftfahrtingenieure, 4. — **Dehlinger:** Theoretische Physik, 4; Theoretikum, 2. — **Kochendörfer:** Wellenmechanik, 2. — **Glocker:** Röntgenpraktikum für Fortgeschrittene, mit Seminar, 3; Röntgentechnik: Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kramer:** Einführung in die wissenschaftliche Photographie, 1, Übungen, 2. — **Reiher:** Einführung in die technische Physik, 2; Technisch-physikalische Meßmethoden, 2, Übungen, evtl. 3; Wärme- und Kältetechnik (technisch-physikalisches Sondergebiet), 2, Übungen, 3; Technisch-physikalisches Seminar, für Anfänger, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Institut für technische Physik, ganztägig; Technisch-physikalische Fragen im Bauwesen: Schall- und Erschütterungsschutz, Raumakustik, 1. —

Universität Tübingen. Back: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, für Mediziner, 3, für Naturwissenschaftler, 4; Physikalische Übungen für Mediziner, 2, für Anfänger, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, 4 oder 8; Wissenschaftliche Untersuchungen, tägl.; im Bedarfsfalle: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, für Mediziner, 3. —

Universität Wien. v. Schweidler: Physik II für Mediziner, 3; Übungen in Schulversuchen, für Lehramtskandidaten, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechung neuerer

Arbeiten, 1 g. — **Stetter:** Physik III: Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten (mit Schintlmeister), 6, für Vorgeschrittene (mit Schintlmeister), 10; Einführung in wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Haschek:** Farbenlehre, 2; Experimentalphysik I, 3; Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2, für Chemiker, tägl.; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. — **Ortner:** Physik der Atome und Moleküle, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitut, tägl. — **Flamm:** Mechanik der starren Systeme, 5; Seminar für theoretische Physik, 1, Proseminar, 1. — **Kirsch:** Experimentalphysik I, 4; Physikalische Übungen, 4; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Einführung wissenschaftlicher Arbeiten, tägl. — **Sexl:** Zylinderfunktionen, 2. — **Sirk:** Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften (Fortsetzung), 3, Übungen, 2; Elemente der theoretischen Physik (Fortsetzung), 3. — **Bauer:** Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Physikalische Rechenübungen, 1; Einführung in die Wellenmechanik, 2; Physikalische Statistik, 1. — **Seidl:** Ultraschall, 2. — **Karlik:** Spektralanalyse mit besonderer Berücksichtigung ihrer praktischen Anwendungen II, 1. — **Schober:** Einführung in die Theorie und Technik der optischen Instrumente, 2. — **Schintlmeister:** Hochempfindliche Elektrometer, 1. — **v. Ficker:** Dynamische und synoptische Meteorologie, 3; Meteorologische Übungen, 2; Meteorologisches Konversatorium, 2. — **Schedler:** Erdmagnetismus, 1. —

Universität Würzburg. **Harms:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, für Fortgeschrittene, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 3 und 6, Praktikum für Mediziner, 2; Anleitung zu experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl. g. — **Ott:** Einführung in die theoretische Physik, einschließlich Vektorrechnung, 4, Übungen, 1 g. —

Universität Zürich. **Meyer:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5, Ergänzungen, 1, Seminar (mit Bär und Zuber), 2 g; Physikalisches Praktikum, für Anfänger, $3^1/_2$, für Vorgerückte, halbtägig, Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel, Bär und Zuber), 2 g. — **Wentzel:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 1; Molekularstatistik, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Stueckelberg), 2 g. — **Bär:** Ultraschall, 1. — **Ratnowsky:** Vektoranalysis, 2. — **Zeiler:** Elektronenröhren und ihre Anwendungen, 1; Repetitorium der Experimentalphysik, 1. — **Brunner:** Geographische Ortsbestimmung und Einführung in die praktische Astronomie, 3, Übungen, 6. — **Götz:** Meteorologische Optik, 1. — **Lugeon:** Übungen zur allgemeinen Meteorologie, mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2; Praktische Meteorolcgie, 1. —

Technische Hochschule Zürich. **Scherrer:** Physik II, 4, Übungen, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, 6 und 8, für Fortgeschrittene, 8, 12 und 24; Selbständige Arbeiten in Physik, 8, 12 und 24; Seminar über aktuelle Probleme der Experimentalphysik, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli), 2. — **Pauli:** Elektrodynamik, 3, Übungen, 1; Relativitäts- und Gravitationstheorie, für Fortgeschrittene, 2; Selbständige Arbeiten in theoretischer Physik, 8, 12 und 24. — **Tank:** Experimentalphysik: Optik, Wärmelehre, 3, Übungen, 1; Hochfrequenztechnik I, 2, Praktikum, 4, 8 und 12; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiet der Hochfrequenztechnik, 8, 12 und 24. — **Fischer:** Elektroakustik, 2; Leitung selbständiger Arbeiten im Institut für technische Physik, tägl. — **Amberg:** Allgemeine Didaktik des mathematisch-naturwissenschaftlichen Unterrichts an der Mittelschule, 2. — **Brandenberger:** Die Röntgendurchstrahlung und ihre technische Anwendung, mit Demonstrationen, 2. — **Busch:** Kurs in Glasblasen, 2. — **Favre:** Mechanik I, 6, Kolloquium, 1, Übungen, 2, III, 2, Übungen, 1. — **Gaßmann:** Mathematisch-physikalischer Vorkurs zur Geophysik, 2; Allgemeine Geophysik, 1; Geophysikalisches Praktikum, 3. — **Lugeon:** Übungen zur allgemeinen Meteorologie mit Rücksicht auf das Flugwesen, 2. — **Oßwald:** Leitung selbständiger Arbeiten im Laboratorium für Akustik, tägl. — **Rüst:** Photographie II: Edle Reproduktionsverfahren, Farbenphotographie, 1; Photographisches Praktikum, 2; Photographisches Vollpraktikum, tägl. — **Sänger:** Dielektrische Eigenschaften der Stoffe, 2. — **Trümpler:** Thermodynamik technischer Gasreaktionen, mit Übungen, 1 g. — **Waldmeier:** Praktische Astrophysik, 1, Übungen, 2; Astrophysikalisches Kolloquium (mit Brunner), 1 g. — **Zeller:** Photogrammetrie I: Terrestrische Photogrammetrie, 2, Übungen, 2; Einführung in die photogrammetrischen Methoden und deren Anwendung, 2; Vermessungsübungen II (mit Baeschlin und Imhof), 8; Vermessungskurs I (mit Baeschlin und Imhof), 2 Wochen; Leitung selbständiger Arbeiten. — **Ziegler:** Mechanik I, 6; Kolloquium, 1, Übungen, 2. —

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Göttingen Dr. Hans Schäfer für Physikalische Chemie, an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Horst Teichmann für Angewandte Physik, an der Universität Marburg Dr. Friedrich Bachmann für Mathematik.

Ernannt: Der Dozent für Mathematik an der Universität Berlin, Oberstudienrat Dr. Friedrich Neiss zum a. o. Professor daselbst, der Dozent für Allgemeine Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Dresden, Dr. Rudolf Sewig zum a. o. Professor daselbst, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe, Dr. Franz Wolf zum a. o. Professor für Theoretische Physik an der gleichen Hochschule, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Gießen, Dr. Harald Geppert in gleicher Eigenschaft an der Universität Berlin, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart, Dr. Ferdinand Schmidt zum ord. Professor der Physik an derselben Hochschule, der ord. Professor für Physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe, Dr. Ludwig Ebert in gleicher Eigenschaft an der Universität Wien (Berichtigung von **41**, 152, 1940).

Gestorben: Der Präsident der Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft, Vorsitzer des Aufsichtsrates der I. G. Farben A. G., Geheimer Kommerzienrat, Professor Dr. Carl Bosch in Heidelberg, der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Greifswald und frühere Herausgeber der Physikalischen Zeitschrift Dr. Friedrich Krüger.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany